

UNIVERSITE DE MONTPELLIER

FACULTE DES SCIENCES

T H E S E

présentée à la Faculté des Sciences de Montpellier
pour obtenir le grade de Docteur-Ingénieur (Electronique)

ETUDE ET RÉALISATION D'UN MONTAGE POUR LE COMPTAGE
DES PHOTONS ET DES COÏNCIDENCES ENTRE PHOTONS

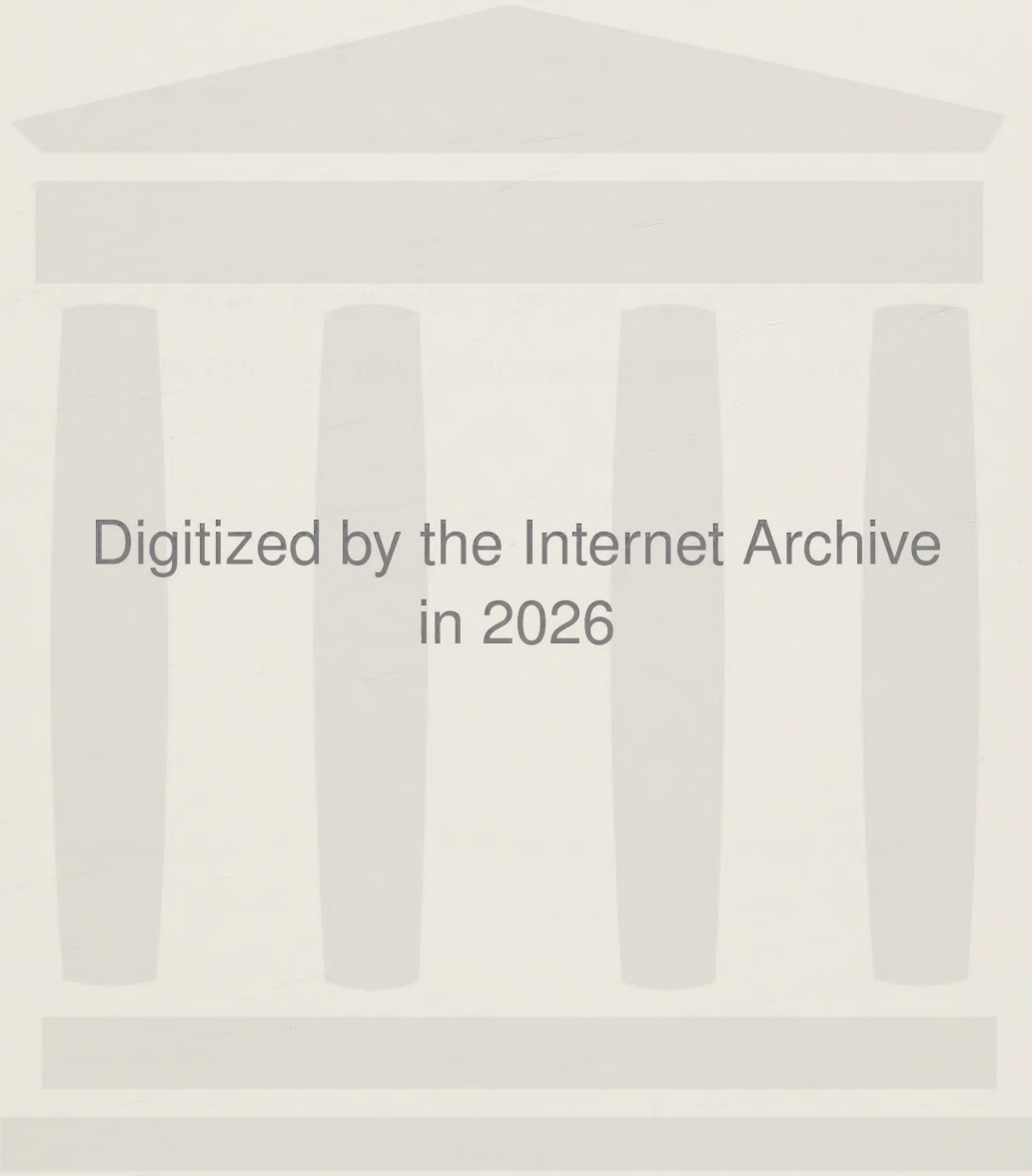
par

Daniel FERRAND

Ingénieur au C.N.R.S.

soutenue le Juillet 1969 devant la Commission d'Examen

JURY :	MM.	J.P. ROIG	Président
		B. PISTOULET	} Assesseurs
		M. SAVELLI	
		A. LEBRUN	
			Invité



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551917_0011

UNIVERSITE DE MONTPELLIER

FACULTE DES SCIENCES

T H E S E

présentée à la Faculté des Sciences de Montpellier
pour obtenir le grade de Docteur - Ingénieur (Electronique)

ETUDE ET RÉALISATION D'UN MONTAGE POUR LE COMPTAGE
DES PHOTONS ET DES COÏNCIDENCES ENTRE PHOTONS

par

Daniel FERRAND

Ingénieur au C.N.R.S.

soutenue le

Juillet 1969 devant la Commission d'Examen

JURY :	MM.	J.P. ROIG	Président
		B. PISTOULET	} Assesseurs
		M. SAVELLI	
		A. LEBRUN	Invité



Doyen : P.DUMONTET

Doyen honoraire : P.MATHIAS

Professeurs honoraires :

R. JACQUES	J. SOULA
M. CASTERAS	G. DENISOT
E. CARRIERE	J. GRANIER
E. TURRIERE	Ch. BOUHET

Professeurs titulaires :

M. M. MOUSSERON	Chimie Organique
M. J.P. ROIG	Physique
M. P. CHATELAIN	Minéralogie et Cristallographie
Mle O. TUZET	Zoologie
M. G. COUCHET	Mécanique Supérieure
M. J. SALVINIEN	Chimie Physique
Mle A.M. VERGNOUX	Physique
M. J. AVIAS	Géologie
M. P. VIELES	Chimie
M. J. RABINOVITCH	Physique (C.S.U.P.)
M. E. KAHANE	Chimie Biologique
M. J.J. MOREAU	Mécanique Rationnelle
M. B. CHARLES	Mathématiques pures
M. J. MOTTE	Biologie Végétale
M. R. JOUTY	Physique
M. P. DUMONTET	Physique
M. R. LEGENDRE	Zoologie
M. I. ASSENMACHET	Physiologie Animale
M. A. CASADEVALL	Chimie Organique
M. B. PISTOULET	Physique
M. Ch. ROUMIEU	Analyse supérieure

M.	J. ROBIN	Physique
M.	A. POTIER	Labor. des Acides Minéraux
M.	R. LAFONT	Physique
M.	R. JACQUIER	Chimie
M.	J. FALGUEIRETTES	Minéralogie
M.	J. REGNIER	Chimie
Mme	J. CHARLES	Mathématiques
M.	P. CAILLON	Physique
M.	J. ROUZAUD	Chimie
M.	Ch. SAUVAGE	Botanique
M.	H. CHRISTOL	Chimie (E.N.S.I.)
Mme	G. VERNET	Biologie animale
M.	L. CECCHI	Physique
M.	H. ANDRILLAT	Astronomie
M.	M. SAVELLI	Physique
M.	M. MATTAUER	Géologie
M.	L. EUZET	Zoologie (C.S.U.P.)
M.	C. DELOUPY ?	Physique
M.	L. GRAMBAST	Botanique
M.	A. BONNET	Botanique
M.	G. LAMATY	Chimie

Professeurs sans chaire

Mme	M.L. POUQUES	Botanique (C.S.U.P.)
M.	P. MURAOUR	Géophysique Appliquée
M.	G. TOURNE	Chimie
M.	J. REMY	Géologie
M.	P. DEMANGEON	Géologie
Mme	S. ROBIN	Physique
Mme	Ch. DUBOUL-RAZAVET	Géologie (C.S.U.P.)
M.	E. GROUBERT	Physique
Mme	H. GUASTALLA	Biologie Physico-Chimique

M.	F. PROUST	Géologie
Mle	A. BAILLETTE	Mathématiques (C.S.U.P.)
M.	A. BASSOMPIERRE	Physique
M.	R. MARTY	Psychophysiologie
M.	M. MAURIN	Chimie
M.	N. ROBY	Mathématiques
Mme	N. PARIS	Physiologie Végétale

Professeurs Associés

M.	E. AKUTOWICZ	Mathématiques
M.	A. MICALI	Mathématiques
M.	C. VAGO	Biologie animale
M.	K. KOHLER	Biochimie
M.	C. QUATE	Physique

Maitres de Conférence

M.	R. GAUFRES	Chimie
M.	J.J. SOULIER	Chimie (C.S.U.P.)
M.	J. PARIS	Zoologie
M.	P. MOLINO	Mathématiques
M.	G. BOUGNOT	Physique
M.	Y. GUITTON	Physiologie végétale (C.S.U.P.)
M.	G. BOMBRE	Physique (C.S.U.P.)
M.	C. PUISSEGUR	Biologie Animale (C.S.U.P.)
M.	P. VIALLET	Chimie (C.S.U.P.)
M.	J.M. MORETTI	Chimie
M.	L. THALER	Géologie
M.	J. LEGRAND	Physiologie animale
M.	M. ROUZEYRE	Physique
M.	P. SABATIER	Mathématiques

M. Ch. CASTAING	Mathématiques
M. J.D. BAYLE	Physiologie animale
Mme M. HAKIM	Mathématiques
M. R. HAKIM	Mathématiques
M. M. BAUSSET	Mathématiques (C.S.U)
M. J.M. MORETTI	Chimie
M. G. LOUPIAS	Mathématiques
M. G. MASCHERPA	Chimie

Maitres de Conférences Associés

M. Y.CORMARY	Géologie
M. D. DULL	Chimie

Chargés d'Enseignement

M. M. LEFRANC	Mathématiques
Mle Ch. BARBANCE	Mathématiques

Ce travail a été réalisé au Laboratoire d'Optique Physique de la Faculté des Sciences de Montpellier, sous la direction de Monsieur le Professeur J. ROIG.

Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son Laboratoire et pour les conseils et l'aide efficace qu'il n'a cessé de me prodiguer.

J'adresse aussi toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur B. PISTOULET et à Monsieur le Professeur M.SAVELLI qui ont bien voulu accepter de faire partie du Jury.

Je remercie Monsieur le Professeur LEBRUN d'avoir bien voulu faire partie de ce Jury et lui suis reconnaissant de m'avoir donné une excellente formation d'Ingénieur électronicien dans son Laboratoire à Lille.

Ce travail a été, pour une large part, effectué en équipe avec Monsieur DINGUIRARD qui s'est plus spécialement attaché à la partie optique et à l'étude théorique. Je tiens à le remercier pour sa collaboration efficace de tous les instants; je le prie de trouver ici l'expression de ma reconnaissance et de mon amitié.

Mes remerciements cordiaux vont à Messieurs MOURGUES et VOURIOT pour l'aide qu'ils m'ont apportée et sans laquelle la réalisation mécanique du montage aurait été bien compromise; à Monsieur SAUREL pour s'être chargé de la réalisation des miroirs et des atténuateurs optiques; à Mademoiselle LASSALE pour l'excellente frappe de ce texte; et à tous les membres du Laboratoire qui, par leur esprit d'équipe, m'ont aidé dans ce travail.

SOMMAIRE

HISTORIQUE... *page 1*

CHAPITRE I. RAPPELS DE PHYSIQUE STATISTIQUE *page 2*

I.1. EXPERIENCE DE HANBURY BROWN ET TWISS DE 1956

I.2. EXPERIENCE DE TWISS ET LITTLE DE 1959

I.3. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE REALISEE

I.4. ETUDE DU CIRCUIT DE COINCIDENCES

a) circuit de coïncidences à deux entrées

b) coïncidences retardées ou avancées

c) photoélectrons primaires

d) nombre total de coïncidences

e) rôle de la séparatrice

f) relation entre les impulsions et les faisceaux incidents

g) discussion de la valeur de $P(A,B)$ suivant la valeur
des différents paramètres k, k' et q

I.5. PERTES DE COMPTAGE SUR LE NOMBRE N

I.5.1 Rôle de la détection

I.5.2 Rôle du circuit de mise en forme

I.6. ERREUR STATISTIQUE AMENEE PAR LE COMPTAGE

I.7. ROLE DU DISCRIMINATEUR A SEUIL

I.8. EFFICACITE DE L'OPTIQUE

- II.1. LE PREAMPLIFICATEUR
- II.2. LE DISCRIMINATEUR A SEUIL ET LE CIRCUIT DE MISE EN FORME
 - a) principe du discriminateur à seuil
 - b) le circuit de mise en forme à diode tunnel
- II.3. LIGNE A RETARD τ^1 (ou τ^2)
- II.4. CIRCUIT DE COINCIDENCES
- II.5. ETUDE DU TEMPS DE RESOLUTION DE L'ENSEMBLE : τ_r
- II.6. BASE DE TEMPS

- III.2. PERFORMANCES ET INCONVENIENTS DES PHOTOMULTIPLICATEURS
- III.3. MONTAGE ELECTRIQUE DU P.M.
 - III.3.1. conditions à respecter
 - III.3.2. calcul du courant anodique pour un électron primaire
 - III.3.3. calcul du spectre de fréquence de l'impulsion anodique
 - III.3.4. calcul de la résistance de charge R_c du P.M.
 - III.3.5. calcul du pont diviseur de tension
 - III.3.6. montage électrique définitif du P.M.
- III.4. MESURE DES IMPULSIONS DE BRUIT DU P.M. A TEMPERATURE AMBIANTE
 - III.4.1 montage expérimental
 - III.4.2. calcul du gain du préamplificateur
 - III.4.3. relevé du bruit à température ambiante
 - III.4.4. interprétations des tableaux 42 et 43

IV.1. PRINCIPE DU REFROIDISSEMENT

IV.2. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DE CE TYPE DE REFROIDISSEMENT

IV.3. MONTAGE MECANIQUE DU P.M.

IV.4. RELEVES DES IMPULSIONS DE BRUIT DES P.M. REFROIDIS

IV.4.1 étude du facteur k

IV.4.2. étude des impulsions de bruit

V.1. ETUDE D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR ASSOCIE A UN AUTOCORRELATEUR

V.1.1. sans flux lumineux

V.1.2. avec flux lumineux

V.2. ETUDE DE LA REPARTITION INTEGRALE DES IMPULSIONS DUES
AUX FLUX LUMINEUX

V.3. RELEVÉ DE LA COURBE $\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$ EN FONCTION DU SEUIL s

V.3.1. ouverture des diaphragmes maximum $d_1 = d_2 = 7\text{mm}$

V.3.2. ouverture des diaphragmes $d_1 = d_2 = 5\text{mm}$

V.3.3. calcul du nombre de coïncidences en fonction
de l'ouverture des diaphragmes d_1 et d_2

V.3.4. interprétations physiques des figures 68.69.70

V.3.5. étude d'un laser HeNe

V.3.6. après permutation des P.M., étude de la lampe au Cd

V.3.7. calcul de q d'après la courbe donnée figure 73

V.3.8. calcul du nombre de modes temporels pendant le
temps de résolution du montage.

*CHAPITRE VI. AMELIORATIONS ENVISAGEES POUR DIMINUER LE TEMPS
DE RESOLUTION DU MONTAGE*

page 141

VI.1. CHOIX DU PHOTOMULTIPLICATEUR

VI.2. AVEC L'EMPLOI D'UN CONVERTISSEUR ANALOGIQUE
TEMPS AMPLITUDE

VI.2.1. analyseur de temps digitaux

VI.2.2. convertisseur analogique temps amplitude

CHAPITRE VII. CONCLUSION

page 145

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

Historique

En 1956, Hanbury Brown et Twiss ⁽¹⁻²⁾ ont démontré et mesuré expérimentalement à l'aide d'un corrélateur analogique que, pour une lumière émise par une source, il existe une variation mesurable du nombre de coïncidences entre deux photons en fonction de leur retard dans le temps. Cette expérience fut répétée plusieurs fois par Brown et Twiss - Brannen, Fergusson, Adam Janossy et Varga ⁽⁴⁾ ont repris ces mesures en 1957, mais à l'aide d'un corrélateur numérique (coïncidences). Ils n'ont pas obtenu des résultats aussi positifs que Brown et Twiss. Cependant, depuis ces premières expériences, la technique des circuits électroniques rapides à impulsions a fait d'énormes progrès grâce aux semi-conducteurs et aux recherches faites en Physique Nucléaire et on peut ainsi espérer avoir une meilleure information sur la propagation du photon.

Notre travail a porté surtout sur la mise au point d'un corrélateur numérique rapide et la vérification de son bon fonctionnement à l'aide d'une source classique au Cadmium.

Nous avons tenu compte, pour la réalisation de notre montage, des études faites antérieurement par Kleiman, Philips et Davis ⁽⁵⁾ en 1967, et par Haye et Pardiès à l'Université de Bordeaux. ⁽²⁸⁾⁽⁴⁹⁾

I. RAPPELS DE PHYSIQUE STATISTIQUE

I.1. EXPERIENCE DE HANBURY BROWN ET TWISS DE 1956 ⁽¹⁾ -fig.1-

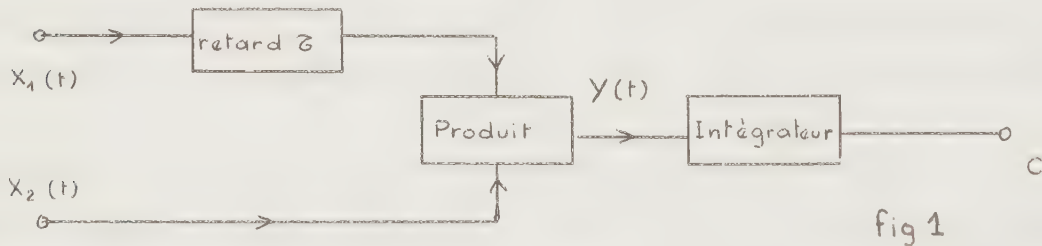
Dans cette expérience, les auteurs ont utilisé un corrélateur analogique, appareil qui réalise le produit de deux variables aléatoires après l'introduction d'un retard τ dans l'une d'entre elles, et qui intègre ce produit.

Ces deux variables aléatoires ont été au préalable converties par des détecteurs, en deux tensions, qui peuvent être représentées par :

$$X_1(t) = S_1(t) + B_1(t)$$

$$X_2(t) = S_2(t) + B_2(t)$$

où $S_1(t)$ et $S_2(t)$ désignent les signaux à détecteur et $B_1(t)$ et $B_2(t)$ désignent les composantes de bruit sur les deux voies.



A la sortie de l'intégrateur, nous avons le produit de corrélation des deux variables $X_1(t)$ et $X_2(t)$

$$C = \frac{1}{T} \int_0^T X_1(t-\tau) X_2(t) dt$$

Lorsque $X_1(t)$ et $X_2(t)$ sont le même signal nous avons un autocorrélateur.

La difficulté majeure, dans la réalisation d'un corrélateur analogique à large bande, est la réalisation du multiplicateur analogique de fonctions.

Le principe de ce multiplicateur est pourtant fort simple. Il repose sur l'identité mathématique :

$$xy = \frac{1}{4} \left[(x+y)^2 - (x-y)^2 \right]$$

Electroniquement il conduit à l'assemblage d'amplificateurs différentiels et de réseaux linéaires à diodes ou à transistors. Même avec les récents progrès en technologie, les multiplicateurs analogiques ont une fréquence limite supérieure d'environ 500 kHz.

Dans un premier travail ⁽⁶⁾, nous avons réalisé un multiplicateur analogique transistorisé fonctionnant pour des fréquences inférieures à 100kHz. A cause de cette limitation en fréquence, nous avons utilisé un corrélateur numérique simple (et non à échantillonnage).

I.2. EXPERIENCE DE TWISS ET LITTLE DE 1959 ⁽²⁾

Pour cette expérience, les auteurs ont utilisé un corrélateur numérique simple. Cet appareil est basé sur la technique des coïncidences entre deux impulsions obtenues après détection des signaux à analyser.

Schéma du montage de Twiss et Little -fig. 2-

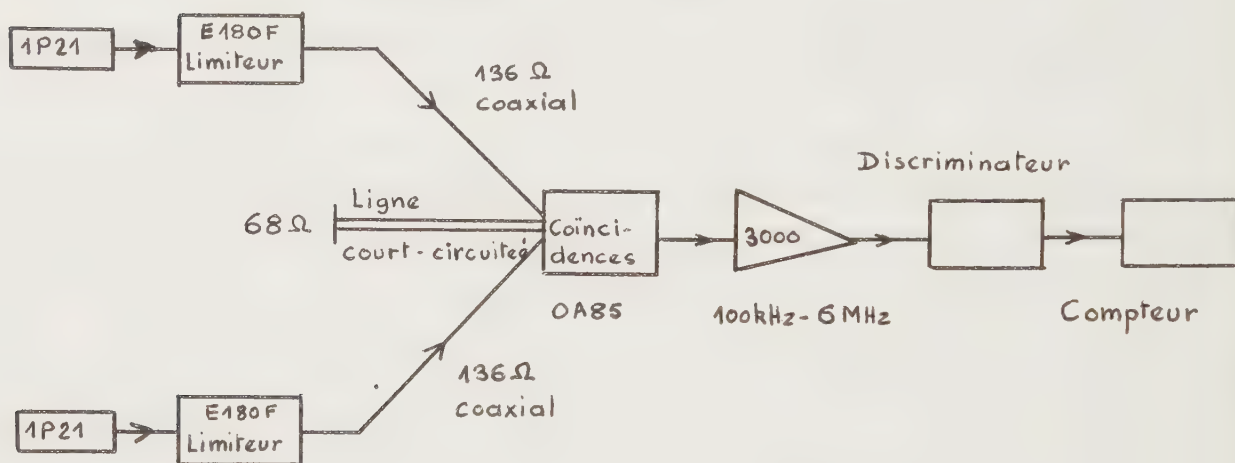


fig. 2.

Nous avons repris ce travail, mais en utilisant des circuits plus rapides, empruntés aux montages employés en Physique Nucléaire.

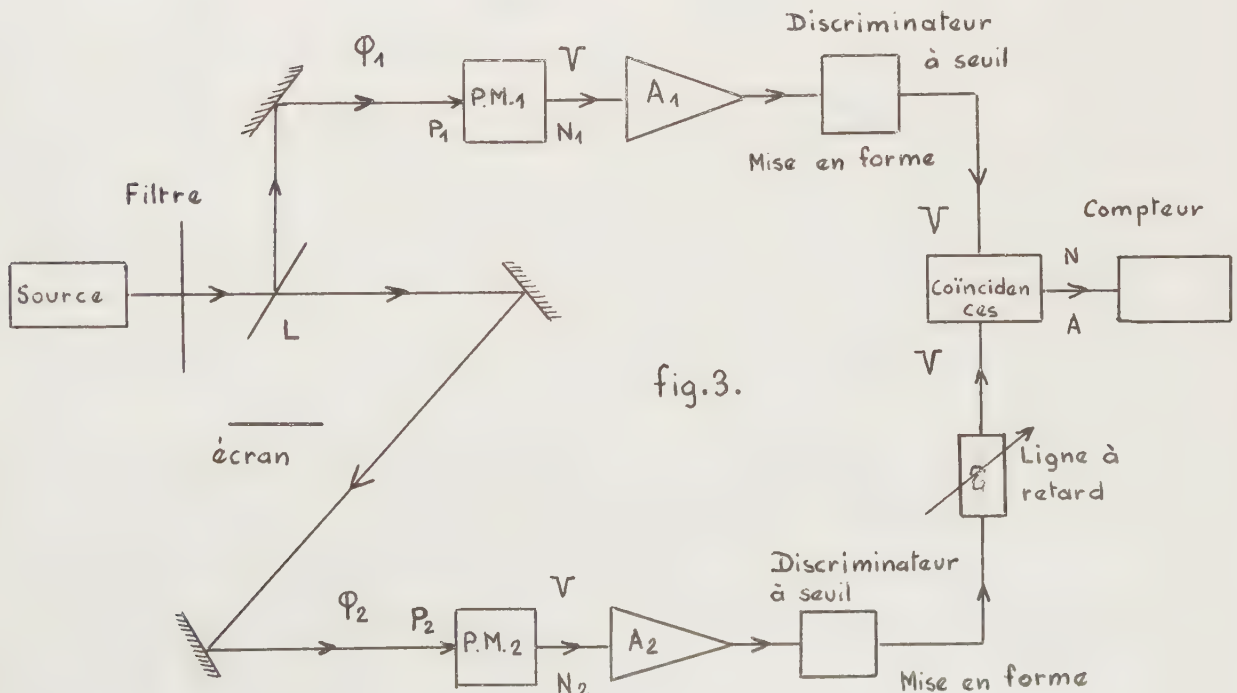
I.3. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE REALISEE - fig.3 -

Nous utilisons un faisceau assez faible pour que l'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs se traduise par une série discontinue d'impulsions. A partir d'un même faisceau, une lame semi-transparente L donne deux faisceaux Φ_1 et Φ_2 . Après détection avec deux photomultiplicateurs PM_1 et PM_2 , on obtient des impulsions A_1 et A_2 liées au nombre de photons p_1 et p_2 compte-tenu du rendement quantique des détecteurs.

Après amplification, discrimination d'amplitude et mise en forme, on applique ces deux informations A_1 et A_2 à un circuit de coïncidences à diode tunnel, qui délivre une information A si A_1 et A_2 sont simultanées, ou décalées d'un temps inférieur ou égal au temps de résolution du système.

En introduisant un retard τ variable (ligne à retard) dans une des deux voies, on pourra amener en coïncidences des photons p_2 apparaissant systématiquement en retard (ou en avance) par rapport aux photons p_1 .

En réalité les coïncidences observées concernent non pas directement les photons mais les photoélectrons qu'ils arrachent aux photocathodes.



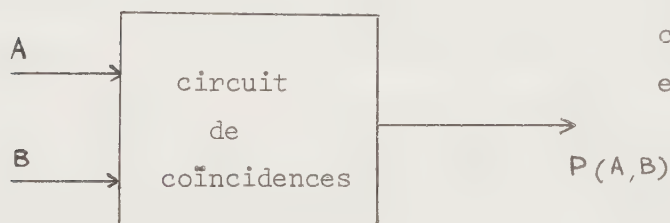
I.4. ETUDE THEORIQUE DU CIRCUIT DE COINCIDENCES (8)(9)

Un circuit de coïncidences est un analyseur de temps à canal unique. Un canal est défini dans le temps par sa position t et sa largeur θ et il enregistre les nombres de couples d'événements situés dans un intervalle de temps compris entre t et $t + \theta$.

On dira que l'on a des coïncidences quand le canal sera centré sur $t = 0$, et des coïncidences retardées dans les autres cas.

Un simple circuit de coïncidences associé à une ligne à retard τ peut permettre le tracé d'une distribution d'intervalles de temps.

a) Circuit de coïncidences à deux entrées -fig.4-



Le circuit de coïncidences considéré contient les amplificateurs de mise en forme et le circuit logique ET

- Fig.4-

Soient A et B les deux voies à l'entrée du circuit de coïncidences. Les impulsions obtenues à la sortie des détecteurs sont mises en forme et un signal sur la voie A se traduit par une impulsion rectangulaire de largeur θ .

Si un premier signal donne une impulsion sur A, il bloque cette voie durant un temps θ ; l'arrivée d'autres signaux durant ce temps n'est pas enregistrée.

Il en résulte que deux impulsions successives enregistrées, sont séparées par un temps au moins égal à θ

Soit T le temps pendant lequel on compte les impulsions N_1 obtenues sur la voie A. Elles seront en moyenne séparées par un temps θ' ,

avec : $\theta' = \frac{T}{N_1}$

Nous supposons toujours $\theta' > \theta$.

Il suffit, pour cela, d'avoir des flux lumineux suffisamment faibles. Dans nos expériences $\theta = 5.10^{-9}$ s; il en résulte que N_1 ou N_2 sont nécessairement inférieurs à 2.10^8 impulsions par seconde.

Le nombre maximum d'impulsions comptées par seconde, dans nos mesures, est de l'ordre de 10^6 Hz.

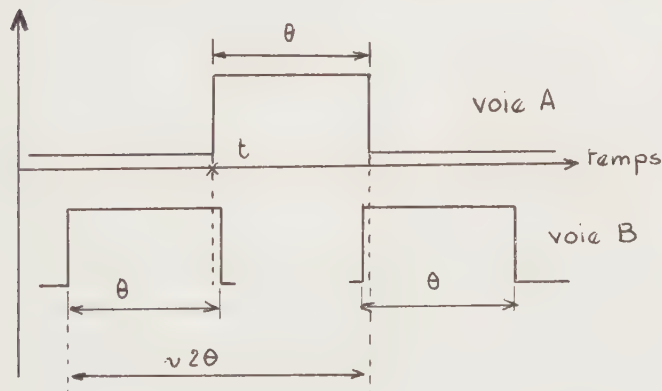
$$\theta' = 10^{-6} \text{ s} \quad \text{d'où} \quad \frac{\theta'}{\theta} = 200$$

Les impulsions comptées seront donc nettement séparées dans le temps.

Il ne pourra y avoir de coïncidence qu'entre une seule impulsion en A, et une seule impulsion en B.

La possibilité d'avoir une coïncidence entre une impulsion A et deux impulsions en B est donc négligeable.

Nous aurons une coïncidence si les deux signaux A et B donnent des impulsions ayant dans le temps un intervalle commun



Il faut que le début de l'impulsion sur la voie B se situe dans des intervalles de temps compris entre $(t-\theta)$ et $(t+\theta)$ si le début de l'impulsion sur la voie A se situe à l'instant t

Fig.5

A une impulsion de la voie A, correspondra donc 0 ou 1 impulsion sur la voie B susceptible de donner une coïncidence. L'ensemble de ces impulsions couvre un intervalle de temps total à $2 \theta N_1$.

Si $\theta' \gg \theta$, la probabilité d'avoir une coïncidence entre deux impulsions A rigoureusement consécutives et une même impulsion B reste très faible.

Admettons que les impulsions B peuvent se produire au hasard avec une probabilité uniforme à n'importe quel instant t de T , nous aurons durant $2\theta N_1$ en moyenne $\frac{2\theta N_1}{T} N_2$ impulsions B, c'est-à-dire :

$$\frac{2\theta}{T} \cdot N_1 \cdot N_2 \text{ coïncidences}$$

Si, au contraire, à une impulsion A correspond en moyenne P_2 impulsions B en coïncidence, nous aurons au total $P_2 N_1$ coïncidences

La valeur maximum pour P_2 sera égale à 1

la valeur minimum pour P_2 sera égale à :

$$P_{2 \text{ min}} = \frac{2\theta}{T} N_2$$

C'est le cas d'impulsions indépendantes

Donc deux cas, pour le nombre N de coïncidences durant un temps peuvent être envisagées :

. impulsions indépendantes $N = \frac{2\theta}{T} N_1 \cdot N_2$

. impulsions liées $N = P_2 \cdot N_1$

On aurait de même :

$$N = P_1 N_2 \quad \text{avec } P_{1 \text{ min}} = \frac{2\theta}{T} N_1$$

Quelles que soient les hypothèses faites,

$$N > \frac{2\theta}{T} N_1 N_2$$

traduira une corrélation entre A et B

b) Coïncidences retardées ou avancées

Il peut se faire que les signaux reçus par A et B soient décalés l'un par rapport à l'autre d'un intervalle de temps τ_0

Si $\tau_0 > \theta$, les signaux reçus ne donneront pas de coïncidences, même s'ils sont en corrélation.

A l'aide d'une ligne à retard, on va introduire un décalage systématique sur les deux voies et on étudie :

$$N = N(\tau)$$

Pour les valeurs de τ qui compensent τ_0 , nous devrions avoir, si les signaux sont non indépendants, une augmentation du nombre de coïncidences.

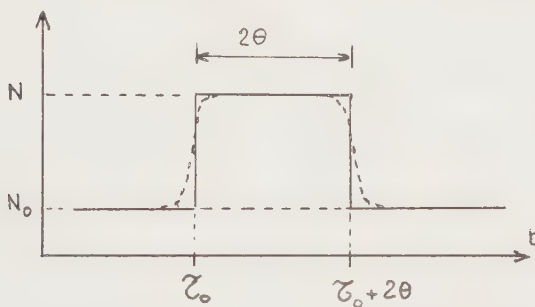


Fig.6

Si les impulsions étaient rigoureusement rectangulaires, on aurait une réponse rectangulaire de largeur 2θ (fig.6)

En réalité, nous aurons la courbe en pointillé et le taux de comptage sera d'autant plus élevé que les impulsions A et B ont une partie commune plus large

c) Photoélectrons primaires

Les impulsions obtenues en A ou en B peuvent avoir deux origines:

- . elles sont dûes à des électrons thermiques émis par la cathode ou les dynodes des photomultiplicateurs
- . elles sont engendrées par des photoélectrons primaires dûs au flux lumineux.

Nous ne retiendrons que les impulsions provenant des photoélectrons primaires dûs au flux lumineux, car, au Chapitre III, nous démontrons qu'en prenant certaines précautions techniques, il est possible d'éliminer les

impulsions dûes aux électrons thermiques des dynodes. Les électrons thermiques émis par la cathode constitueront un bruit, mais le refroidissement permet de l'atténuer.

On supposera que les photons reçus par une photocathode arrivent par groupes dont l'importance numérique moyenne est x .

Soit σ le rendement quantique de la photocathode;

Nous aurons, en moyenne, pour chaque groupe de photons, σx électrons.

Pour nos détecteurs (photomultiplicateurs 150 CVP), σ est de l'ordre de 3.10^{-3} .

Si les flux lumineux sont assez faibles pour que $\sigma.x \ll 1$, la probabilité pour qu'un groupe de photons provoque l'émission d'un électron est : $P = \sigma.x$ et la probabilité pour qu'il y ait simultanément émission d'un deuxième électron est : P^2

Les deux émissions électroniques sont indépendantes l'une de l'autre.

Si $\sigma.x \ll 1$, une impulsion enregistrée est due à un seul photoélectron primaire dans le cas d'un flux lumineux suffisamment faible et nous négligerons l'éventualité de l'émission simultanée de deux photoélectrons.

d) Nombre total de coïncidences

Dans le cas général, les photomultiplicateurs peuvent recevoir des signaux formés de signaux corrélés et de bruits indépendants.

Nous séparerons les deux composantes :

$$N_1 = V_1 + B_1 \quad \text{pour la voie A}$$

$$N_2 = V_2 + B_2 \quad \text{pour la voie B}$$

V_1 et V_2 sont liés et indépendants de B_1 et B_2

Si l'on est en dehors de l'intervalle $(-\theta, +\theta)$ qui caractérise les coïncidences vraies de V_1 et V_2 , tous les signaux sont indépendants et se comportent comme du bruit.

On aura des coïncidences fortuites N_B dues au bruit :

$$\boxed{N_B = \frac{2\theta}{T} N_1 N_2} \quad (1)$$

(dans N_B , V_1 et V_2 figurent dans un terme $\frac{2\theta}{T} V_1 V_2$)

Mais, dans l'intervalle $(-\theta, +\theta)$, nous avons admis qu'à une impulsion A due à V_1 correspond p_2 impulsions B dues à V_2 ; ce nombre est évidemment proportionnel à V_2 et nous pourrions caractériser ces coïncidences vraies par un facteur q , en conservant le facteur $2\theta/T$

$$\boxed{N_V = q \frac{2\theta}{T} V_1 V_2} \quad (2)$$

Cette expression est une définition de q .

Le nombre total des coïncidences s'obtiendra en additionnant les coïncidences de bruit N_B avec les coïncidences vraies N_V

$$\boxed{N = N_B + N_V} \quad (3)$$

D'autre part, on peut poser que N_B est égal à des coïncidences fortuites entre V_1 et B_1 ; V_2 et B_2 ; B_1 et B_2

ce qui donne :

$$N_B = \frac{2\theta}{T} [B_1 B_2 + B_1 V_1 + B_2 V_2] = \frac{2\theta}{T} [N_1 N_2 - V_1 V_2]$$

$$N = N_B + N_V = \frac{2\theta}{T} N_1 N_2 + \left[-\frac{2\theta}{T} V_1 V_2 \right] + q \frac{2\theta}{T} V_1 V_2$$

$$(4) \quad \boxed{N = \frac{2\theta}{T} N_1 N_2 + (q-1) \frac{2\theta}{T} V_1 V_2} \quad \text{avec} \quad q \geq 1$$

q représentera la probabilité $P(A,B)$ pour avoir des coïncidences vraies et quand $q = 1$; $N = N_B$

Si on mesure N_B , N_1 , N_2 et T , on pourra évaluer 2θ qui sera le temps de résolution du montage.

$$(5) \quad 2\theta = T \frac{N_B}{N_1 N_2}$$

lorsque $q > 1$, nous mesurerons alors un nombre N de coïncidences qui sera supérieur à N_B mais pas forcément dans un rapport élevé.

e) Rôle de la séparatrice -fig.7-

Supposons que pendant un temps T , la source émette des photons par groupes de photons simultanés (séparés par un intervalle de temps inférieur à θ ; leur distance dans l'espace serait inférieure à $C \theta$ ou $3,10^{10} \cdot 5,10^{-9} = 150 \text{ cm}$)

Soit, durant le temps T , un nombre N_T de groupes comportant en moyenne k photons.

Ces données concernent le faisceau incident émis par la source et limité par deux diaphragmes distants d'environ 50cm et dont le rayon est de l'ordre du millimètre.

L'observation porte alors sur $k N_T$ photons. Si les photons sont émis isolément, on a $k = 1$

Le faisceau est divisé en deux parties par une lame semi-réfléchissante qui joue le rôle de séparatrice et qui reçoit, par hypothèse, un groupe de photons simultanés.

Elle envoie k_1 photons sur la voie A, k_2 photons sur la voie B

$$k_1 + k_2 = k \quad (6)$$

On considère tous les événements caractérisés par une valeur de k .

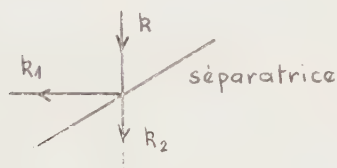
Le nombre de photons incidents sera supérieur à k , car une partie aura été absorbée par la séparatrice.

Cette absorption peut être négligeable pour des couches diélectriques et encore faible pour une lame légèrement métallisée. Nous appelons a et b les facteurs de partage de la séparatrice.

$$\bar{k}_1 = a.k \quad ; \quad \bar{k}_2 = b.k \quad ; \quad \text{et} \quad \boxed{a + b = 1} \quad (7)$$

Un photon du groupe k se trouve nécessairement dans la voie A ou dans la voie B.

La probabilité d'observer k_1 photons sur la voie A et par suite k_2 photons sur la voie B est donnée par une loi binomiale :



$$P(k_1, k_2) = C_k^{k_1} a^{k_1} b^{k_2} \quad \text{avec} \quad C_k^{k_1} = \frac{k!}{k_1! k_2!}$$

Fig.7

Les diverses valeurs de $P(k_1, k_2)$ sont les termes du développement de :

$$(a+b)^k = C_k^0 b^k + C_k^1 a b^{k-1} + \dots + C_k^{k_1} a^{k_1} b^{k-k_1} + \dots + C_k^k a^k$$

$$\text{on a posé} \quad k_2 = k - k_1 \quad \text{puisque} \quad k_1 + k_2 = k$$

Il faut également calculer la probabilité d'obtenir A photoélectrons sur la voie A et B photoélectrons sur la voie B

f) Relation entre les impulsions et les faisceaux incidents

Calculons le nombre moyen de coïncidences; quand on a k_1 photons sur A, on obtient en moyenne $k_1 \cdot \sigma$ photoélectrons. La probabilité pour qu'un groupe de k_1 photons envoyant k_1 photons sur A donne un photoélectron A, est donc $k_1 \cdot \sigma$

On peut poser : $P(A) = k_1 \cdot \sigma$

On aura de même sur la voie B : $P(B) = k_2 \cdot \sigma$

Or, d'après le théorème des probabilités composés, A et B étant deux variables aléatoires indépendantes, on aura :

$$P(A,B) = P(A) \cdot P(B_A) = P(A_B) \cdot P(B)$$

mais $P(B_A) = P(B)$ et $P(A_B) = P(A)$

puisque les probabilités sont indépendantes

$$P(A,B) = k_1 k_2 \sigma^2$$

C'est la probabilité pour avoir des coïncidences avec une distribution (k_1, k_2) . Nous supposons, comme nous l'avons dit, que la probabilité d'avoir simultanément deux photoélectrons sur une voie au moment d'une coïncidence est négligeable.

Si nous tenons compte de la probabilité de la distribution (k_1, k_2) introduite par la séparatrice, la probabilité totale P_T sera :

$$P_T(A,B) = P(A,B) \cdot P(k_1, k_2)$$

ou encore

$$P_T(A,B) = P(k_1, k_2) \cdot k_1 \cdot k_2 \sigma^2$$

En tenant compte de toutes les distributions possibles, on aura au total pour les coïncidences :

$$\frac{1}{\sigma^2} P(A,B) = \sum_{k_1} k_1 \cdot k_2 \cdot C_k^{k_1} \quad a \quad b$$

avec $k_2 = k - k_1$

$$\boxed{\frac{1}{\sigma^2} P(A,B) = \sum_{k_1=1}^{k_1=k-1} k_1 (k-k_1) C_k^{k_1} \quad a \quad b} \quad (8)$$

Nous éliminons $k_1=0$ ou $k_2=0$ qui ne donneraient pas de coïncidences.
En développant, on obtiendra :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma^2} P(A,B) = & C_k^1 a \cdot b^{k-1} (k-1) + C_k^2 a^2 \cdot b^{k-2} \cdot 2 \cdot (k-2) + \dots + \\ & + C_k^{k-1} a^{k-1} \cdot b \cdot k_1 (k-k_1) + \dots + \\ & + C_k^{k-1} a^{k-1} \cdot b (k-1) \end{aligned}$$

Etudions le terme général :

$$C_k^{k_1} a^{k_1} b^{k-k_1} k_1 (k-k_1) = \frac{k!}{k_1! (k-k_1)!} a^{k_1} b^{k-k_1} k_1 (k-k_1)$$

ou encore

$$= a \cdot b \cdot k(k-1) \frac{(k-2)!}{(k_1-1)! (k-k_1-1)!} a^{k_1-1} b^{k-k_1-1}$$

Ce terme peut encore s'écrire :

en posant $k-2 = k'$ et $k_1-1 = k'_1$

$$a \cdot b \cdot k(k-1) C_{k'}^{k'_1} a^{k'_1} b^{k'-k'_1}$$

On a en effet

$$k-k_1-1 = (k-2) - (k_1-1) = k'-k'_1$$

$$\frac{1}{\sigma^2} P(A,B) = a \cdot b \cdot k(k-1) [a + b]^{k-2}$$

Mais $(a+b) = 1$

Donc

$$P(A,B) = \sigma^2 a \cdot b \cdot k(k-1) \quad (9)$$

g) Discussion de la valeur $P(A,B)$ suivant la valeur des différents paramètres k, k', q

1°. En fonction du paramètre k

On peut chiffrer physiquement la valeur de k puisque l'on connaît la valeur du rendement quantique σ
Le nombre de photoélectrons fourni par les photomultiplicateurs sera en moyenne pour un groupe de photons incidents :

$$\bar{x}_A = k.a.\sigma$$

$$\bar{x}_B = k.b.\sigma$$

Nous supposons que le rendement quantique des deux photocathodes est identique.

Si $\bar{x}_A$ et $\bar{x}_B$ sont $\gg 1$, il y aura pour chaque impulsion optique, une impulsion électrique. On doit alors compter N_T impulsions sur chaque faisceau, et N_T coïncidences. Donc si $N \ll N_1$ ou N_2) $k\sigma \ll 1$

$$\text{donc avec } \sigma = 3.10^{-3} \quad k \ll 300$$

Dans ces conditions, pour un groupe de photons donnés, k_1 et k_2 ne sont pas indépendants; si les k photons passent fortuitement par la voie A, k_2 sera faible et réciproquement. Dans le cas où les faisceaux sont très dissymétriques, par exemple $a \ll 1$, le passage d'un photon sur la voie A modifie peu ce que reçoit B si k est suffisamment supérieur à 1.

Avec $k \gg 1$

supposons que k_1 et k_2 fluctuent très peu d'un tr de photons au suivant.

Nous avons alors, avec les hypothèses faites :

$$V_1 = a\sigma k N_T$$

$$V_2 = b\sigma k N_T$$

N_T désignant le nombre de groupes de photons liés, c'est-à-dire groupés dans un intervalle de temps 2θ

Nous ne pourrons pas, d'après la nature même du montage, observer des valeurs de N_T supérieures à $N_0 = \frac{T}{2\theta}$

On suppose d'autre part que la source est suffisamment faible et le faisceau assez étroit pour avoir :

$$N_T \ll N_O$$

Négligeons la lumière parasite provenant d'une autre origine que le faisceau incident. Le bruit ne provient alors uniquement que du faisceau et nous introduisons ceci en posant un paramètre k'

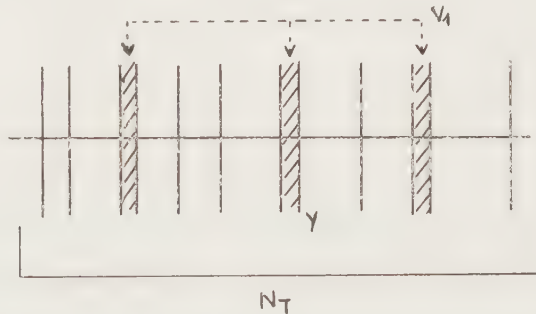
$k' N_T$ = le nombre total de photons incidents qui constituent le bruit durant une mesure.

Ces photons sont répartis au hasard dans le temps et ne se trouvent pas nécessairement dans les N_T groupes.

$$N_1 = a \sigma N_T (k+k') \quad \text{avec} \quad a = \frac{N_1}{N_1+N_2}$$

$$N_2 = b \sigma N_T (k+k') \quad b = \frac{N_2}{N_1+N_2}$$

Représentons sur les deux voies les N_T groupes (fig.8) qui ne sont pas forcément équidistants et dont un petit nombre seulement donnera naissance à une impulsion.



- Fig.8-

Pour la voie A, V_1 impulsions électriques distribuées dans les N_T sites.

Considérons un de ces sites y : pour qu'une impulsion B donnée se trouve dans le site y , la probabilité est $\frac{1}{N_T}$, car les sites sont également probables.

Comme il y a V_2 impulsions électriques B, la probabilité de les observer en y , sera au total : $\frac{V_2}{N_T}$

Au total, pour les V_1 sites A et les V_2 sites B, le nombre des coïncidences sera :

$$N_V = \frac{V_1 V_2}{N_T} \quad (10)$$

Sur les N_T groupes incidents, nous avons donc N_V coïncidences. Identifions les relations (9) et (10) :

$$N_V = \frac{V_1 V_2}{N_T} = \sigma^2 a b k^2 N_T$$

puisque nous avons posé $k \gg 1$ dans la relation (9).

D'autre part, nous pouvons identifier les relations (2) et (10)

$$N_V = \frac{V_1 V_2}{N_T} = q \frac{2\theta}{T} V_1 V_2$$

Soit $N_O = \frac{T}{2\theta}$, le nombre maximum d'impulsions distinctes, que le montage réalisé permet de compter

$$N_T \text{ max} = N_O = \frac{T}{2\theta} \quad \text{d'où} \quad \frac{2\theta}{T} = \frac{1}{N_O}$$

et

$$N_V = q \frac{V_1 V_2}{N_O} = \frac{V_1 V_2}{N_T}$$

d'où

$$q = \frac{N_O}{N_T} \quad (11)$$

Pour constater un signal au-dessus du bruit, il faudra avoir $q > 1$ donc diminuer suffisamment le flux transporté par le faisceau pour que $N_T' < N_O$

Effectivement nous verrons plus loin que pour des faisceaux intenses on a quelque soit τ , $N = N_B$

On a alors : à partir des relations (1) et (4)

$$N - N_B = \frac{2\theta}{T} N_1 N_2 + (q-1) \frac{2\theta}{T} V_1 V_2 - \frac{2\theta}{T} N_1 N_2$$

$$N - N_B = (q-1) \frac{2\theta}{T} V_1 V_2 = \boxed{(q-1) \frac{V_1 V_2}{N_O}} = \left(1 - \frac{1}{q}\right) \frac{V_1 V_2}{N_O} q$$

$$\boxed{N - N_B = \left(1 - \frac{1}{q}\right) \frac{V_1 V_2}{N_T}} \quad (12)$$

On peut étudier la relation (12) en fonction des différentes valeurs de q

Avec $q > 1$

Nous venons de démontrer que nous avons pour $N_T < N_O$, un signal au-dessus du bruit.

Avec $q = 1$

On n'a alors que du bruit, c'est-à-dire

$$N_B = \frac{N_1 N_2}{N_O}$$

et comme $N_O = \frac{T}{2\theta}$, on pourra en mesurant N_O connaître le temps de résolution du montage.

Avec $k = 1$

Si on reprend la relation (9) on a :

$$P(A,B) = \sigma^2 \text{ a.b. } k(k-1)$$

Nous n'avons plus de coïncidence, chaque train de photons ne comptant qu'un seul photon k , au niveau de la séparatrice il ne peut pas se diviser en k_1 et k_2

On ne pourra donc observer au minimum que 2 photons dans chaque groupe N_T

2°. En fonction du paramètre k' avec $k \gg 1$

Nous avons défini ce paramètre k' , comme étant celui qui intervient dans le bruit du faisceau incident.

$k' N_T$: nombre total de photons incidents qui constituent le bruit durant la mesure.

k' pourra prendre différentes valeurs par rapport à k
Etudions ce que devient $P(A,B)$ pour différentes valeurs de k' par rapport à k avec comme paramètre : q .

Avec $k' \ll k$.

$$q > 1$$

On a alors $V_1 \neq N_1$ et $V_2 \neq N_2$

puisque dans les N_T groupes nous n'avons presque que des photons k corrélés.

$$\begin{aligned} N_1 &= a \cdot \sigma \cdot k \cdot N_T \\ N_2 &= b \cdot \sigma \cdot k \cdot N_T \end{aligned} \quad N_B = \frac{N_1 N_2}{N_O} = a \cdot b \cdot \sigma^2 \cdot k^2 \frac{N_T^2}{N_O}$$

Identifions les relations (1) et (4)

$$\Delta N = N - N_B = \frac{N_1 N_2}{N_O} (q-1) + \frac{N_1 N_2}{N_O} - \frac{N_1 N_2}{N_O} = \frac{N_1 N_2}{N_O} (q-1)$$

Cette dernière relation donne $(q-1)$ et par suite q

On calcule ensuite N_T par $N_T = \frac{N_O}{q}$

L'expression de N_1 ou N_B donne alors $k N_T$ et par suite k .

On devrait, à partir de $N_T = N_O$, améliorer rapidement le signal si on continue à diminuer le flux lumineux; le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ peut-être défini par :

$$\frac{\Delta N}{N_B} = (q-1) \frac{N_B}{N_B} = (q-1)$$

ou encore :

$$\boxed{\frac{N_V}{N_B} = q} \quad (13)$$

Cette diminution du flux devra se réaliser en agissant sur l'alimentation de la source, ce qui agira certainement sur N_T . Une diaphragmation plus poussée du faisceau pourrait agir seulement sur k .

Le réglage de la source modifie peut-être k , mais certainement N_T

Avec $k' \ll k$

k' n'est pas négligeable devant k

$q > 1$

Le fait d'observer pour une valeur de τ un signal supérieur au bruit de fond, indiquera une corrélation entre la voie A et la voie B; mais les informations seront incomplètes.

En posant :

$$\begin{aligned} V_1 &= k \cdot N_T \cdot a \cdot \sigma \\ \text{et } V_2 &= k \cdot N_T \cdot b \cdot \sigma \end{aligned}$$

on a :

$$\Delta N = (q-1) \frac{V_1 V_2}{N_O} = (q-1) a b \sigma^2 \frac{k^2 N_T^2}{N_O} = \frac{(q-1)}{q} k^2 a b \sigma^2 N_O$$

$$\Delta N = \left(1 - \frac{1}{q}\right) k^2 N_O a b \sigma^2 \quad \text{avec } q = \frac{N_O}{N_T}$$

$$N_1 = a \sigma (k+k') N_T = a \sigma (k+k') \frac{N_O}{q}$$

$$N_2 = b \sigma (k+k') N_T = b \sigma (k+k') \frac{N_O}{q}$$

$$N_B = \frac{N_1 N_2}{N_O} = \frac{b a \sigma^2 (k+k')^2}{N_O} \frac{N_O^2}{q^2} = a \cdot b \sigma^2 \frac{(k+k')^2}{q^2} N_O$$

Nous obtenons deux relations :

$$k^2 \left(1 - \frac{1}{q}\right) = u \rightarrow \Delta N$$

et

$$\frac{k+k'}{q} = v \rightarrow N_B$$

ΔN commence à se manifester pour $q \gg 1$ c'est-à-dire $N_T \ll N_O$.

En mesurant, à partir de ce réglage, l'intensité du faisceau incident (il suffit pour celà d'agir sur la source, ou sur les diaphragmes). On pourrait espérer calculer q ; mais, en réalité, ces réglages agissent sur l'ensemble $(k+k') N_T$ et on ne peut savoir comment sont séparément modifiés les facteurs N_T et $(k+k')$

Si $q \gg 1$ on a $\Delta N \neq k^2 N_O a \cdot b \cdot \sigma^2$

On pourra alors étudier comment varie k en fonction de la diaphragmation du faisceau.

On peut de plus remarquer que si k' était important devant k on aurait dans une expérience d'interférences un fond continu important fourni par les photons k' qui n'appartiennent certainement pas à un même train d'ondes et que la visibilité des interférences dues aux photons k serait mauvaise. Ceci, dans l'hypothèse, où les interférences exigent la présence simultanée de plusieurs photons cohérents ayant suivi les voies A et B.

I.5. PERTES DE COMPTAGE SUR LE NOMBRE N

Dans le comptage de photons, il faut tenir compte des imperfections des détecteurs et de la réponse du dispositif électronique.

Définissons certains rapports intervenant dans la détection des photons, au niveau des photomultiplicateurs dont l'étude en absence de flux lumineux sera faite aux chapitres suivants

I.5.1 Rôle de la détection

A un photon actif correspond un seul photoélectron émis par la photocathode (nous admettons que ces électrons primaires sont captés par les dynodes et donnent un signal); nous n'aurons donc pas de perte de comptage sur les photoélectrons avant la mise en forme. Les impulsions de hauteur inférieure à celles correspondant à un électron primaire ne sont pas dûes à des photons et pourront être éliminées par un filtrage.

Il faut cependant diminuer le nombre de photons au maximum, afin que les effets d'empilement dûs au temps de transit dans les photomultiplicateurs soient supprimés.

a) Rendement quantique ou efficacité quantique

Le rendement quantique pour une couche photoémissive dépend de la fréquence du rayonnement incident, de l'homogénéité de la couche et du point d'incidence des photons sur cette couche.

Le rendement quantique est défini comme étant le rapport du nombre d'électrons libérés au nombre de photons incidents correspondants

$$\sigma = \frac{n}{p}$$

p : nombre de photons incidents

n : nombre d'électrons émis

Si nous opérons avec un large domaine spectral nous prendrons un rendement quantique moyen qui sera :

- en fonction de la fréquence ν -fig.9-

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \sigma(\nu) d\nu$$

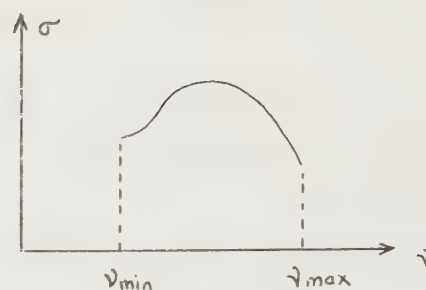


Fig.9

ou $\nu_{\min}$ correspond au seuil minimum de la réponse spectrale de la photocathode, et $\nu_{\max}$ au seuil maximum. Dans notre cas, nous plaçons un filtre de fréquence ν_0 et de bande passante $\Delta\nu$ très étroite. Nous isolons ainsi une raie pratiquement monochromatique et simple (raie rouge du Cadmium)

$$\bar{\sigma}(\nu) = \bar{\sigma}(\nu_0)$$

- en fonction de l'incidence

Nous travaillerons en incidence normale

- en fonction de la surface éclairée

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{S} \iint_S \sigma(S) dS$$

$\sigma(S)$ étant le rendement quantique par élément d'aire. Comme nous focalisons les faisceaux sur les photocathodes au moyen de lentilles, on posera :

$$\bar{\sigma}(S) = \sigma(S_0)$$

les flux lumineux étant très faibles, nous ne détruirons pas la couche photoémissive en les focalisant.

Pour un photomultiplicateur a photocathode de type S_1 le rendement quantique moyen est faible et de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$. Il faudra 10^3 photons incidents, en moyenne, pour avoir 3 électrons émis par la photocathode.

Pour une photocathode de type S_{20} , on peut atteindre une efficacité quantique de 2.10^{-1} .

La firme RCA a commercialisé un photomultiplicateur rapide de temps de montée : 0,5 ns. à photocathode de type S_{20} bialcaline dont le rendement quantique est voisin de 4.10^{-1} .

A basse température, certains auteurs ont constaté une très faible diminution de σ , mais surtout un déplacement de v_{max} vers le violet.

b) Rendement de collection

C'est par définition le rapport : $C = \frac{n_2}{n}$

où n_2 représente le nombre d'électrons arrivant sur la première dynode.
et n le nombre d'électrons émis par la photocathode.

On peut espérer avoir ce rendement de collection voisin de 1 si le potentiel appliqué aux électrodes constituant l'optique d'entrée est celui indiqué par le constructeur.

c) Temps mort du détecteur

C'est le temps nécessaire pour que, après l'émission d'un photoélectron, on observe l'émission d'un autre photoélectron.

Ce temps mort est égal au temps de transit du détecteur.

Le temps de transit est le temps mis par un photoélectron quittant la photocathode pour arriver sur l'anode. Ce temps de transit présente des fluctuations, car le temps de transit entre la cathode et la première dynode dépend du lieu d'émission (temps de transit minimum lorsque l'électron est émis au centre de la photocathode).

Si, sur la photocathode, plusieurs photons sont actifs, sans dispersion dans le temps, mais dans un intervalle de temps Δt , la durée de l'impulsion anodique sera égale au temps de transit augmenté de Δt . Comme le rendement quantique est faible, et comme les flux lumineux sont très peu intenses, on peut admettre que les émissions électriques sont nettement espacées dans le temps.

La valeur moyenne pour la durée de l'impulsion anodique sera égale dans notre montage à 5ns.

I.5.2. Rôle du circuit de mise en forme

Dans le Chapitre II, nous étudions le dispositif électronique. On peut intuitivement penser que si l'impulsion à la sortie du détecteur a une durée égale ou légèrement supérieure au temps de mise en forme, nous n'aurons pas de perte de comptage.

Le préamplificateur pour de faibles fréquences d'émission n'introduira pas d'effets d'empilement et il aura un temps de réponse inférieur à la durée de l'impulsion anodique.

Le seul circuit qui introduira une perte de comptage sera le circuit de coïncidences.

a) Temps de résolution du circuit de coïncidences

C'est l'intervalle de temps qui devra séparer l'apparition de deux photons pour qu'ils soient comptés séparément. En général, il est très voisin de 2θ (θ durée de mise en forme). Certains auteurs prennent comme temps de résolution la demi-largeur de la courbe donnant l'intensité du signal à la sortie du système de coïncidences.

b) Taux de réjection

Un circuit de coïncidences peut, lorsque l'on applique un signal de grande amplitude sur une des voies, donner à la sortie une fausse coïncidence.

Le taux de réjection sera le rapport entre l'amplitude minimale nécessaire pour avoir une fausse coïncidence et l'amplitude minimale correspondant au seuil de sensibilité. Dans notre cas, l'amplitude des impulsions appliquées au système de coïncidences est constante et fournie par le circuit de mise en forme. La probabilité pour avoir une fausse coïncidence sera donc nulle.

c) Temps mort du circuit de coïncidences

C'est le temps pendant lequel une des deux voies reste insensible après l'arrivée du signal. Ce temps limitera le taux de comptage individuel sur chacune des voies.

Dans notre cas, le temps mort minimum sera égal au temps de mise en forme, c'est-à-dire θ .

I.6. ERREUR STATISTIQUE AMENEE PAR LE COMPTAGE ⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾

Lorsque l'on fera une mesure de bruit à l'aide du compteur, on supposera que l'on a une suite d'impulsions électriques marquant les instants d'arrivée d'événements aléatoires indépendants. Cette suite d'impulsions obéit à une loi de Poisson.

On ne s'intéresse qu'au nombre d'impulsions (et non à leur amplitude) dans un intervalle de temps T donné, ou à leur distribution temporelle. On posera :

- . que la durée de l'impulsion est négligeable devant les intervalles de temps mis en jeu
- . que le compteur ne présente aucun temps mort
- . que le temps de commutation du compteur est infiniment petit.

Deux mesures successives pendant un même temps T ne fourniront pas, en général, la même réponse. N. Nous sommes limités sur le nombre de mesures, et on peut se demander quelle chance a une mesure de présenter un écart σ vis à vis de la valeur moyenne $m = \bar{N}$ que nous obtiendrons si nous faisons un nombre illimité de fois la même mesure.

Afin d'arriver à une détermination de σ , il faut connaître :

- * la loi de distribution du phénomène $f(N)$; la probabilité d'avoir une réponse comprise entre N et $N+dN$ est $f(N) dN$

On a
$$\int f(N) dN = 1$$

- * l'écart type σ qui est la racine carrée du moment d'ordre deux de la variable aléatoire N

$$\sigma = \sqrt{\text{espérance de } (N - \bar{N})^2} = \sqrt{\int (N - \bar{N})^2 f(N) dN} \quad \text{ou} \quad \sqrt{\overline{(N - \bar{N})^2}}$$

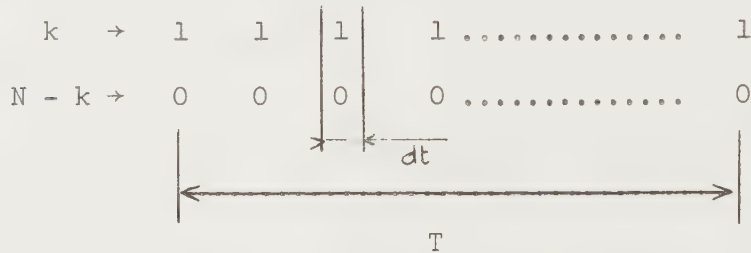
Déterminons le mécanisme du comptage que nous effectuons.

Divisons le temps de comptage T en petits intervalles dT tels que dans chacun de ces intervalles le compteur ait :

- soit la probabilité p d'enregistrer une impulsion (état 1)
- soit la probabilité q de ne pas l'enregistrer (état 0)

$$p + q = 1$$

La variable aléatoire qui représente le nombre d'impulsions comptées, peut prendre toutes les valeurs discontinues : 0 - 1 - 2 - 3 ... N, avec des probabilités que nous calculons



Durant le temps total T de l'expérience on pourra prendre k chiffres 1 dans la première ligne et N-k chiffres 0 dans la seconde. Si tirer le chiffre 1 est un événement de probabilité p au cours d'une épreuve en tirer deux consécutifs est un événement de probabilité p^2 .

Tirer k chiffres 1 et N-k chiffres 0, est donc un événement de probabilité $p^k q^{N-k}$

On peut réaliser cet événement de diverses manières suivant l'ordre dans lequel les chiffres 1 et 0 se succèdent.

On obtient donc $\binom{N}{k}$ manières de grouper N chiffres k à k et les éventualités correspondantes ne s'excluent pas.

D'après l'axiome des probabilités, la probabilité cherchée, somme de $\binom{N}{k}$ termes tous égaux à $p^k q^{N-k}$ est égal à la probabilité d'avoir k réponses sur N signaux

$$\binom{N}{k} p^k q^{N-k} = \frac{N!}{k! (N-k)!} p^k q^{N-k}$$

Ceci caractérise une loi binomiale; elle donnera par exemple la répartition d'un groupe N de plusieurs photons sous l'action de la séparatrice entre les voies A et B

On admet, en général, pour la physique corpusculaire, que le phénomène d'émission est un phénomène rare, donc p est très petit par rapport à 1, pour l'effet photoélectrique. La loi binomiale est, dans ce cas, équiva-

lente à la loi de Poisson :

La probabilité pour observer la valeur k est définie par la distribution :

$$P(k) = \frac{(\bar{k})^k}{k!} e^{-\bar{k}}$$

On remarque que N ne figure plus explicitement dans cette expression.

Calcul de l'écart-type - Ordre de grandeur de l'erreur statistique

Nous changeons de notation, et appelons N le nombre d'événements observés durant T .

L'écart-type, en relation avec la précision physique de la mesure est en désignant par le symbole E l'espérance mathématique :

$$\sigma(N) = \sqrt{E(N - \bar{N})^2} = \sqrt{E(N^2) - E^2(N)}$$

car on a : $\bar{N} = E(N)$

$$\begin{aligned} E(N - \bar{N})^2 &= E(N^2) - 2E[N \cdot \bar{N}] + E(\bar{N})^2 \\ &= E(N^2) - 2E(N) \bar{N} + (\bar{N})^2 \\ &= E(N^2) - 2(\bar{N})^2 + (\bar{N})^2 = E(N^2) - (\bar{N})^2 \\ &= E(N^2) - E^2(N) \end{aligned}$$

Il faut calculer chacun de ces termes

$$E(N) = e^{-\bar{N}} \sum_{N=1}^{\infty} N \frac{\bar{N}^N}{N!}$$

Nous ne tenons pas compte, dans cette somme, du terme $N = 0$ qui serait nul.

$$E(N) = e^{-\bar{N}} \bar{N} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\bar{N}^{(N-1)}}{(N-1)!} = e^{-\bar{N}} \cdot \bar{N} \cdot e^{+\bar{N}} = \bar{N}$$

donc $E^2(N) = \bar{N}^2$

$$E(N^2) = e^{-\bar{N}} \sum_{0}^{\infty} N^2 \frac{(\bar{N})^N}{N!}$$

Nous pouvons éliminer le terme $N = 0$

$$\sum_{0}^{\infty} N^2 \frac{(\bar{N})^N}{N!} = \sum_{1}^{\infty} N \frac{(\bar{N})^N}{(N-1)!} = \sum_{1}^{\infty} \frac{N}{N-1} \frac{(\bar{N})^N}{(N-2)!}$$

Pour $N = 1$, on a pour premier terme : $\bar{N}$; pour $N > 2$, nous poserons

$$\frac{N}{N-1} = \frac{N-1+1}{N-1} = \frac{1}{N-1} + 1$$

$$\sum_{1}^{\infty} N^2 \frac{(\bar{N})^N}{N!} = \sum_{1}^{\infty} \left[\frac{1}{N-1} + 1 \right] \frac{(\bar{N})^N}{(N-2)!} = \sum_{1}^{\infty} \frac{(\bar{N})^N}{(N-1)!} + \sum_{1}^{\infty} \frac{(\bar{N})^N}{(N-2)!}$$

Pour $N = 1$, la somme se réduit à :

$$\frac{1 \times \bar{N}}{1} \rightarrow \bar{N}$$

Le deuxième terme de la somme commence à $N = 2$

Finalement on a :

$$\sum_{0}^{\infty} N^2 \frac{(\bar{N})^N}{N!} = \sum_{1}^{\infty} \frac{(\bar{N})^N}{(N-1)!} + \sum_{2}^{\infty} \frac{\bar{N}^N}{(N-2)!} = \left[\bar{N} + (\bar{N})^2 \right] e^{\bar{N}}$$

$$E(N^2) = e^{-\bar{N}} e^{\bar{N}} \left[\bar{N} + (\bar{N})^2 \right] = \bar{N} + (\bar{N})^2$$

d'où

$$\sigma = \sqrt{\bar{N} + (\bar{N})^2 - (\bar{N})^2} = \sqrt{\bar{N}}$$

La loi de Poisson est très difficile à appliquer du fait de la factorielle et de la discontinuité imposée à la variable aléatoire. On cherche pour les applications à se rapprocher d'une loi à variable continue et à allure symétrique, par exemple une distribution de Gauss.

Les expériences s'effectuant sur un grand nombre d'impulsions le calcul de $N!$ peut être approché par la formule de Stirling.

$$N! = \sqrt{2\pi} N^{(N+1/2)} e^{-N} \alpha(N) \text{ avec } \alpha(N) \rightarrow 1 \text{ si } N \rightarrow \infty$$

On cherche la probabilité d'avoir $\bar{N}$ dans les deux lois de forme générale :

$$\text{- Pour Poisson : } P(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}}$$

$$\text{- Pour Gauss : } G(N) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\sigma^2}}$$

Dans cette dernière, si on remplace N par $\bar{N}$ on a le maximum de la courbe $G(N)$

$$G(\bar{N}) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\bar{N}-\bar{N})^2}{2\sigma^2}} = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}}$$

Déterminons le maximum de la distribution $P(N)$

$$P(N) = \frac{(\bar{N})^N}{N!} e^{-\bar{N}}$$

Il suffira de calculer le maximum de :

$$X = \frac{(\bar{N})^N}{N!} = \frac{(\bar{N})^N}{\sqrt{2\pi} N^{(N+1/2)} e^{-N}}$$

Nous supposons N assez grand pour que la formule de Stirling donne une approximation acceptable; au facteur 2π près :

$$X = e^N \cdot (\bar{N})^N \cdot N^{-(N+1/2)} = e^N e^{N \log \bar{N}} e^{-(N+1/2) \log N}$$

X sera maximum si l'exposant est maximum

$$x = N + N \log \bar{N} - (N + \frac{1}{2}) \log N$$

$$\frac{dx}{dN} = 1 + \log \bar{N} - \log N - \frac{N + 1/2}{N} = \log \bar{N} - \log N - 1 + 1 - \frac{1}{2N} = 0$$

Si N est grand, $\frac{1}{2N}$ est négligeable, le maximum est donné par $N = \bar{N}$

Calculons sa valeur $P(\bar{N})$

$$P(\bar{N}) = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}} = \bar{N}^N \frac{e^{-\bar{N}}}{\sqrt{2\pi \bar{N}} \left(\bar{N} + \frac{1}{2}\right) e^{-\bar{N}}}$$

$$P(\bar{N}) = \frac{\bar{N}^N e^{-\bar{N}}}{\sqrt{2\pi \bar{N}} \sqrt{\bar{N}}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi \bar{N}}}$$

On remarque en identifiant $P(\bar{N})$ et $G(\bar{N})$ que seule la valeur $\sigma = \sqrt{\bar{N}}$ convient

$$\text{On aura alors } P(N) \approx G(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \bar{N}}} e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\bar{N}}}$$

Application numérique

calculons $\frac{G(N)}{G(\bar{N})}$ et $\frac{P(N)}{P(\bar{N})}$ pour deux valeurs de $\bar{N}$ $\bar{N} = 100$
 $\bar{N} = 10\,000$

$$G(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \bar{N}}} e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\bar{N}}} \quad \text{et} \quad G(\bar{N}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \bar{N}}} e^{-\frac{(\bar{N}-\bar{N})^2}{2\bar{N}}}$$

$$\frac{G(N)}{G(\bar{N})} = e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\bar{N}}} = Y_1$$

Nous traçons la courbe $Y_1 = f(N)$ pour deux valeurs de $\bar{N}$ -fig.9

$$P(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}} \quad \text{et} \quad P(\bar{N}) = \frac{\bar{N}^{\bar{N}}}{\bar{N}!} e^{-\bar{N}}$$

$$\frac{P(N)}{P(\bar{N})} = \frac{\bar{N}^N}{N!} \frac{\bar{N}!}{\bar{N}^{\bar{N}}} = \frac{\bar{N}^{(N-\bar{N})}}{N!} \bar{N}! = Y_2$$

Nous traçons la courbe $Y_2 = f(N)$ pour les deux valeurs de $\bar{N}$ (fig.9). Sur la figure 9, on constate, avec l'échelle choisie pour les abscisses, que les courbes correspondant à ces valeurs de $\bar{N}$, se confondent aux erreurs de tracé près. La courbe de Gauss est d'un tracé plus exact que la courbe de Poisson. L'écart entre la courbe de Poisson et la courbe de Gauss est faible. Ces courbes ont été tracées d'après les tables numériques universelles de M.Boll.

Si nous comptons un nombre N de photons, la statistique à appliquer est la statistique quantique de Bose-Einstein; mais elle ne s'écarte de la statistique classique que si le nombre de modes qui constituent le faisceau est petit.

Dans nos expériences, avec une source ordinaire, il n'en sera plus ainsi et nous pouvons utiliser les résultats du calcul précédent.

Si nous comptons N_1 photoélectrons sur la voie A, et si le phénomène est stationnaire, nous aurons l'écart relatif moyen

$$\frac{\overline{\Delta N_1}}{N_1} \sim \frac{\sqrt{N_1}}{N_1}$$

exemple : $T = 4$ secondes ; $N_1 = 10^5$ par seconde, soit $4 \cdot 10^5$ pendant le temps T

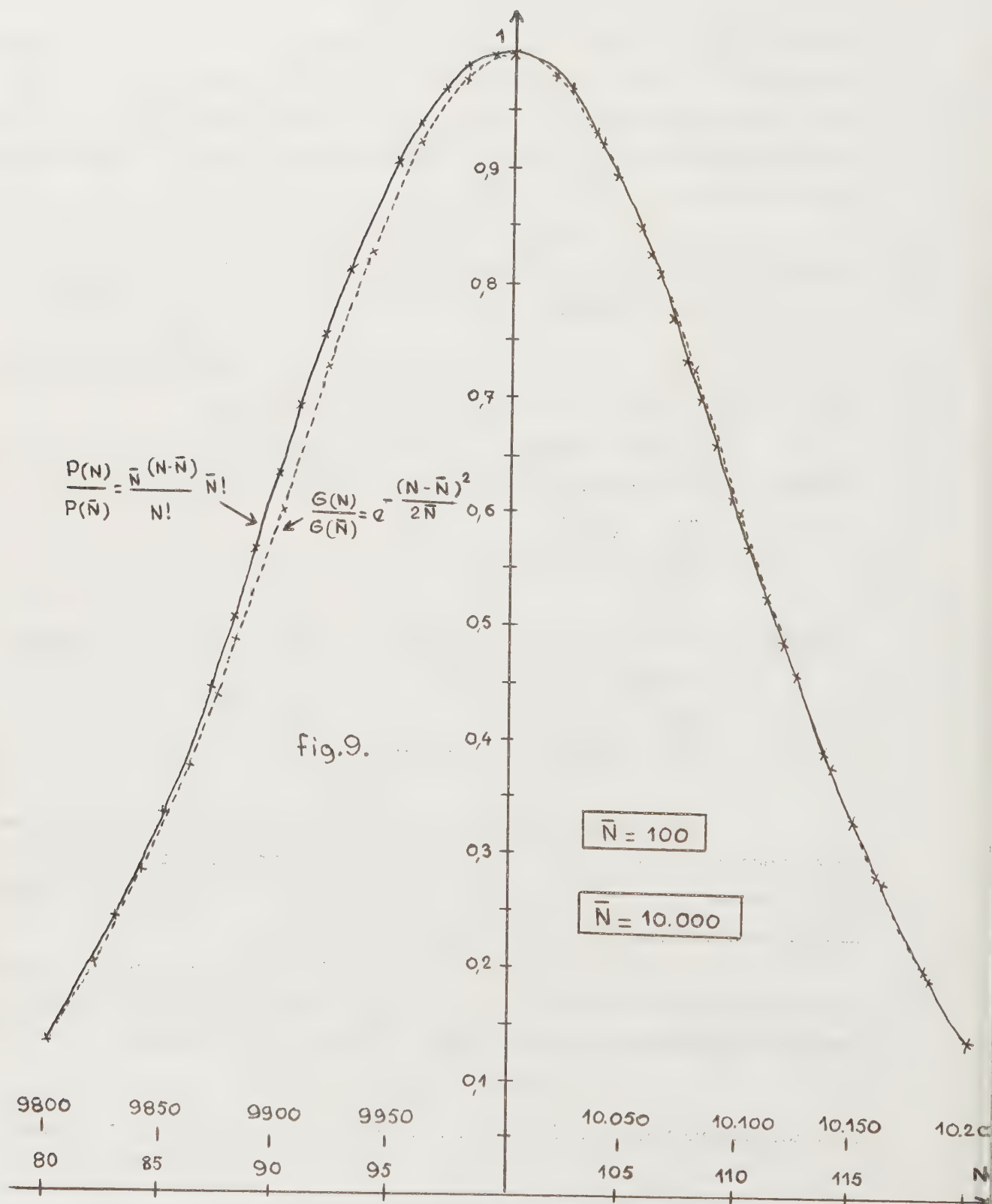
$$\frac{\overline{\Delta N_1}}{N_1} = \frac{\sqrt{4 \cdot 10^5}}{4 \cdot 10^5} \sim \frac{6 \cdot 10^2}{4 \cdot 10^5} \text{ ou } \frac{1,5}{1000}$$

Les écarts que nous observons dans les mesures successives sont, nous le verrons, plus élevées; il y a des modifications lentes de la source durant des intervalles de temps de quelques secondes, et le phénomène aléatoire n'est pas exactement stationnaire.

Nous déduirons de nos mesures les écarts moyens $\overline{\Delta N}$; en principe, chaque pointé est recommencé 4 fois (ou 10 fois). En ce qui concerne le nombre de coïncidences, nous pouvons déduire ΔN de la formule :

$$N_B = \frac{2\theta}{T} N_1 N_2$$

mais ici encore nous utiliserons la dispersion des mesures pour évaluer ΔN .



I. 7: ROLE DU DISCRIMINATEUR A SEUIL ⁽¹¹⁾

Comme nous étudions les coïncidences entre deux impulsions dont les amplitudes, suivant leur origine, et suivant les points d'impact sur les dynodes, ^{peuvent varier,} nous utiliserons avant la mise en forme sur les deux voies, deux discriminateurs à seuil dont l'étude technologique est faite au chapitre II

Pour l'étude du bruit dû au courant d'obscurité du détecteur, nous faisons varier ce seuil d'une valeur minimum $V = 0$ à une valeur V_0

Nous verrons, au chapitre V, qu'à partir d'un certain seuil V_0 (seuil égal ou supérieur à l'amplitude du bruit des préamplificateurs), le taux des coïncidences en l'absence de flux lumineux est nul; on élimine ainsi complètement les coïncidences dues au bruit des électrons thermiques (les photocathodes sont refroidies).

Pour étudier les coïncidences dues aux flux lumineux, nous maintiendrons le seuil à cette valeur fixe V_0 (nous prenons V_0 en valeur absolue).

- Courant d'obscurité -

Si nous appelons $P_0(V) dV$ la probabilité d'avoir une impulsion d'amplitude comprise entre V et $V + dV$, la probabilité $F_0(V_0)$ d'avoir une impulsion plus grande que V_0 est donnée par :

$$F_0(V_0) = \int_{V_0}^{\infty} P_0(V_0) dV_0$$

et elle est donnée par la relation :

$$F_0(V_0) = \frac{N_0(V_0)}{N_0(0)} \quad ; \quad F_0(0) = 1$$

$N_0(V_0)$ étant le nombre total d'impulsions supérieures au seuil V_0 et $N_0(0)$ représente le nombre d'impulsions obtenu pour un seuil nul.

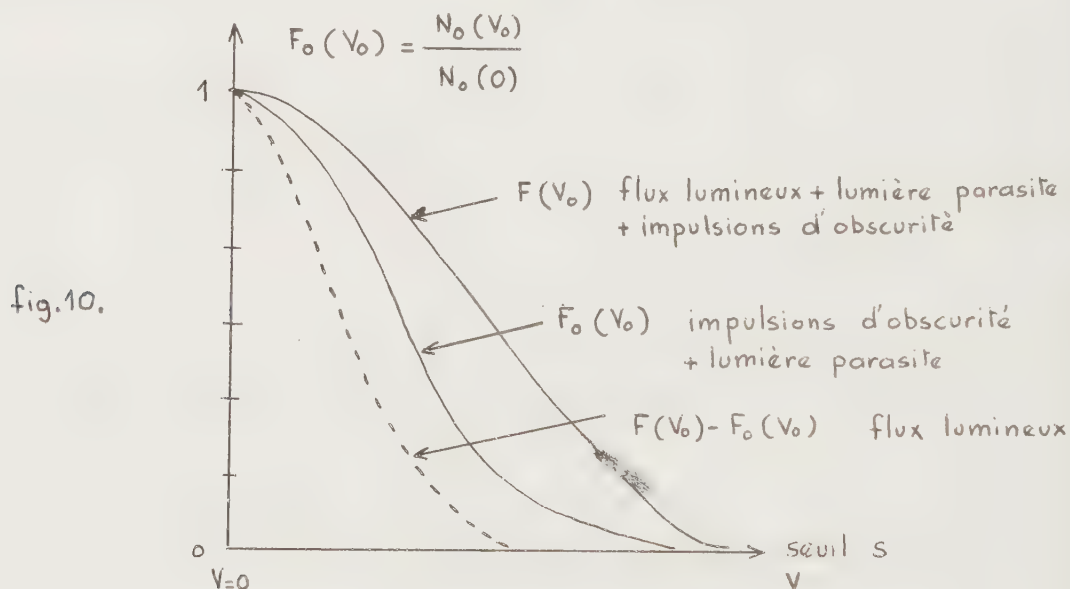
Dans les discriminateurs à seuil réglable, le seuil V_0 ne correspond pas à une tension nulle. Il est dans notre cas donné par le constructeur et est égal à 50 mV.

Le nombre $N_0(0)$ sera obtenu par extrapolation de la courbe expérimentale. L'extrapolation sera rendue difficile par l'allure même de la courbe.

- Répartition intégrale des impulsions dues à un flux lumineux

Si on devait étudier cette répartition, il faudrait pour chaque valeur V_0 du seuil, faire une mesure du nombre d'impulsions d'obscurité N_0 et une mesure de N , nombre d'impulsions dues au flux lumineux.

Par soustraction de $N_0(0)$ et $N_0(V_0)$ d'une part et $N(0)$ et $N(V_0)$ d'autre part, on obtient deux distributions :



Nous avons effectué ces mesures, chapitre V, et M.Haye (28) a démontré que l'on obtenait deux distributions ayant la même allure aux erreurs de comptage près.

- Influence sur le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$

Si un flux lumineux donne N impulsions avec un seuil $V_0 = 0$, et si le courant d'obscurité donne N_0 pour ce même seuil, nous avons pour $V = V_0$, deux probabilités pour avoir des impulsions supérieures à ce seuil : $F_{(0)} V_0$ et $F(V_0)$

Si $V_0 \neq 0$, les deux comptages deviennent :

$$N.F(V_0) \text{ et } N_0.F_0(V_0)$$

le rapport qui était $\frac{N}{N_0}$ devient $\frac{N}{N_0} p(V_0)$

en posant :

$$p(V_0) = \frac{F(V_0)}{F_0(V_0)}$$

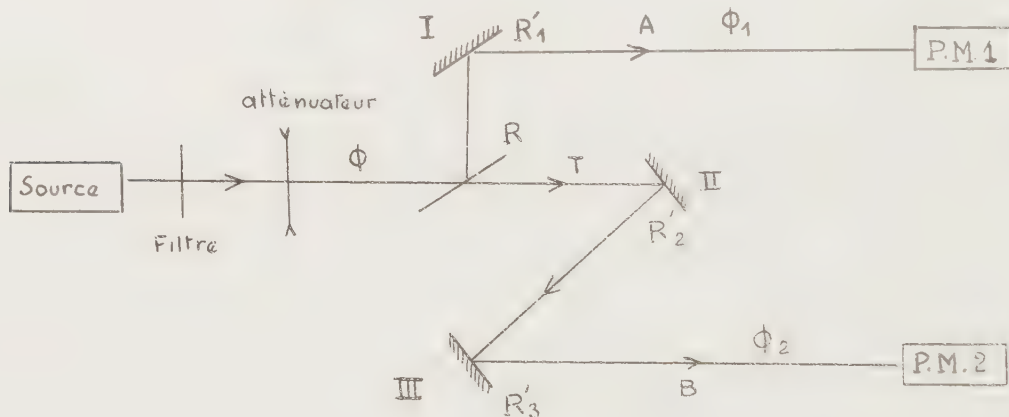
M.Haye ⁽²⁸⁾ a démontré expérimentalement que ce rapport restait à peu près constant et que l'amélioration du $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ restait faible quand on augmente V_0 .

I. 8. EFFICACITE DE L'OPTIQUE

On place un filtre afin d'augmenter le rapport $\frac{N_v}{N_f}$ car, si la source émet plusieurs raies, ce qui est le cas de la lampe au Cadmium utilisée on peut avoir des coïncidences fortuites entre photons appartenant à plusieurs raies et dont les émissions sont indépendantes.

L'efficacité du filtre, des miroirs, de la lame semi-transparente, est très inférieure à 1. Cependant, nous nous intéressons seulement aux impulsions anodiques N_1 et N_2 et non directement au nombre de photons p_1 et p_2 émis par la source.

Soit ϕ le flux incident, T le facteur de transmission de la séparatrice, R son facteur de réflexion; ϕ_1 et ϕ_2 les flux reçus par les photomultiplicateurs, d'après le schéma optique donné fig.11, on trouve :



- fig. 11 -

$$\text{pour } \phi_1 : \phi_1 = \phi R R'_1$$

$$\text{pour } \phi_2 : \phi_2 = \phi T R'_2 R'_3$$

$$\text{et en posant } R'_1 = R'_2 = R'_3 = \rho$$

$$\phi_1 = \phi R \rho \quad ; \quad \phi_2 = \phi T \rho$$

on aura l'égalité des flux si $R = T \rho$

Si l'absorption dans la lame est faible : $R + T = 1$, $T(1 + \rho) = 1$

$$T \neq \frac{1}{2} \quad \text{si } \rho \neq 1$$

En déplaçant le miroir II, on peut modifier la différence de marche entre les deux voies.

Pour avoir plus commodément $\phi_1 = \phi_2$, on place un atténuateur supplémentaire dans ϕ_1 . Cet atténuateur peut ne pas transmettre les photons p_1 actifs qui font partie du même groupe N_T que ceux qui arrivent au PM_2 .

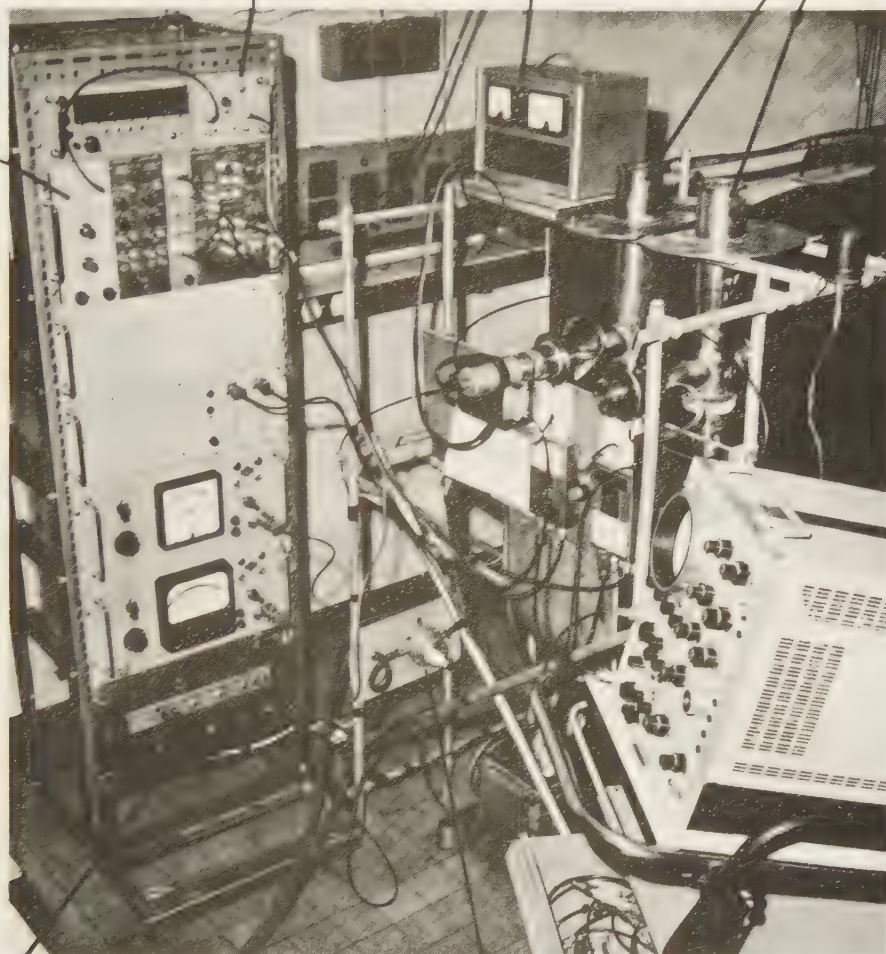
On introduit donc une erreur de comptage sur le nombre de coïncidences N_V

Base de temps (Horloge)

Compteur

Contrôle vide

Réfrigérateurs



Commande pompage

Sécurité eau pompe secondaire

- Corrélateur numérique -

II. ETUDE THEORIQUE DU DISPOSITIF ELECTRONIQUE

Dans ce chapitre nous analysons le dispositif électronique. Les différents circuits nous ont été fournis par la Société SAIP, nous n'avons fait aucune étude ou réalisation de ces montages électroniques.

Nous avons toutefois réalisé plusieurs dispositifs auxiliaires :

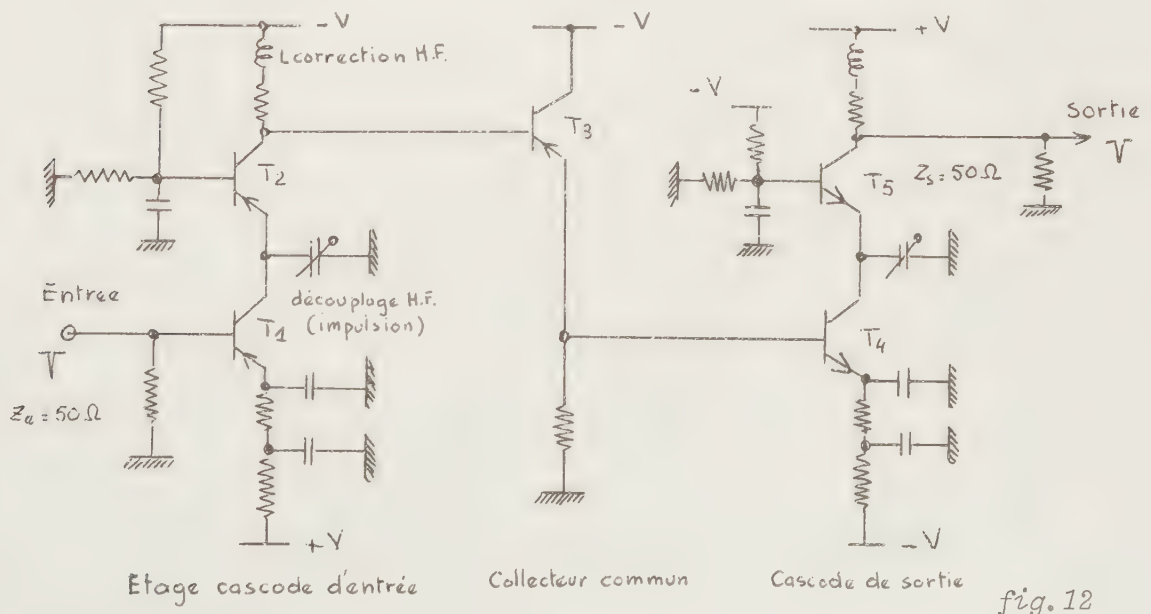
alimentations stabilisées, base de temps, ligne à retard.

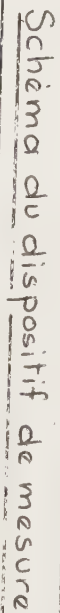
Cependant, pour bien assimiler le mécanisme de la détection des coïncidences entre photons, il faut connaître les avantages et les inconvénients de chaque montage. Ceci nous a conduit également à modifier quelques circuits.

Le schéma général du dispositif est donné *figure 13*.

II.1. LE PREAMPLIFICATEUR

Schéma de principe fig.12





39

Ce sont Samuelli, Espi et Sarazin ⁽¹²⁾ qui ont mis au point ce préamplificateur dont le gain en tension est de 20 dB avec une bande passante à 3 dB de 10 Hz à 190 MHz.

Pour avoir une bande passante plus grande, il faut utiliser comme étage d'entrée un montage cascade qui aura un faible gain en tension. Le transistor T_1 monté en émetteur commun a un gain supérieur à l'unité en tension et en courant, mais a une bande passante limitée par sa fréquence de coupure d'entrée (effet Miller).

Pour le préamplificateur utilisé, le constructeur a prévu trois étages cascades montés en série suivis d'un montage collecteur commun, lequel est suivi d'un étage permettant la sortie en positif (Emetteur) ou en négatif (le collecteur).

Les étages cascades ont un gain de l'ordre de 12 à 13, et l'ensemble un gain voisin de 2000 mais au détriment de la bande passante qui est limitée à 100 MHz.

Nous pensons, qu'en prenant des photomultiplicateurs rapides (temps de montée de l'impulsion anodique : 0,5 ns) et à rendement quantique supérieur (photocathode de type S_{20} ; $\sigma = 4.10^{-1}$), nous pourrions supprimer le préamplificateur avant la mise en forme.

II.2. LE DISCRIMINATEUR A SEUIL ET LE CIRCUIT DE MISE EN FORME

Les amplificateurs de mise en forme permettent de remplacer les impulsions délivrées par les détecteurs, par des impulsions de forme et de durée déterminées.

Les signaux à la sortie des détecteurs sont répartis en amplitude suivant l'énergie des particules détectées, et leur forme est due aux fluctuations correspondantes aux différents processus de la détection.

Nous nous intéressons, dans ce rappel théorique, aux systèmes régénératifs, c'est-à-dire, aux systèmes présentant une fonction de transfert à partie négative.

a) Principe du discriminateur à seuil - fig.14-

On associe un amplificateur différentiel à un amplificateur de mise en forme à diode tunnel. La diode tunnel, par la rapidité du basculement qu'elle permet, est utilisée en montage bistable.

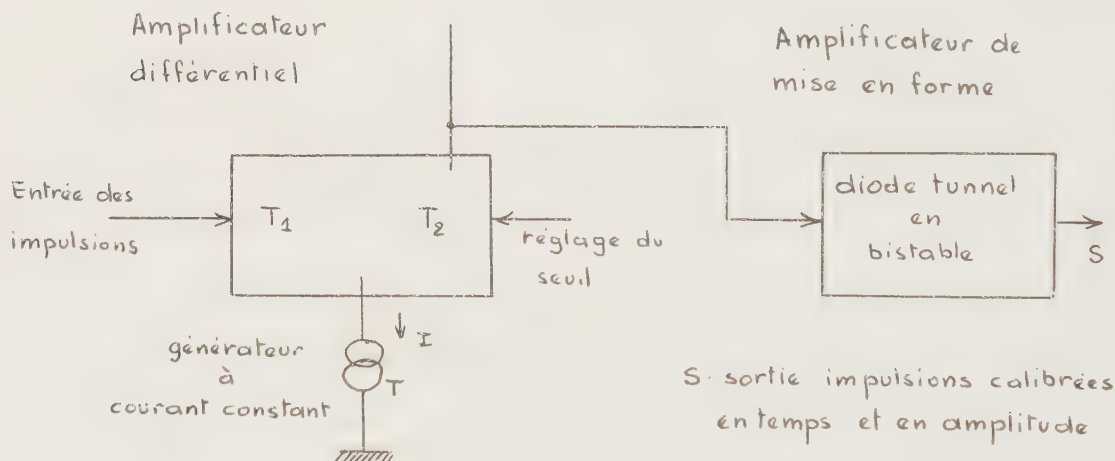


fig.14

L'amplificateur différentiel est constitué par une paire de transistors montés en émetteur commun (fig. 15)

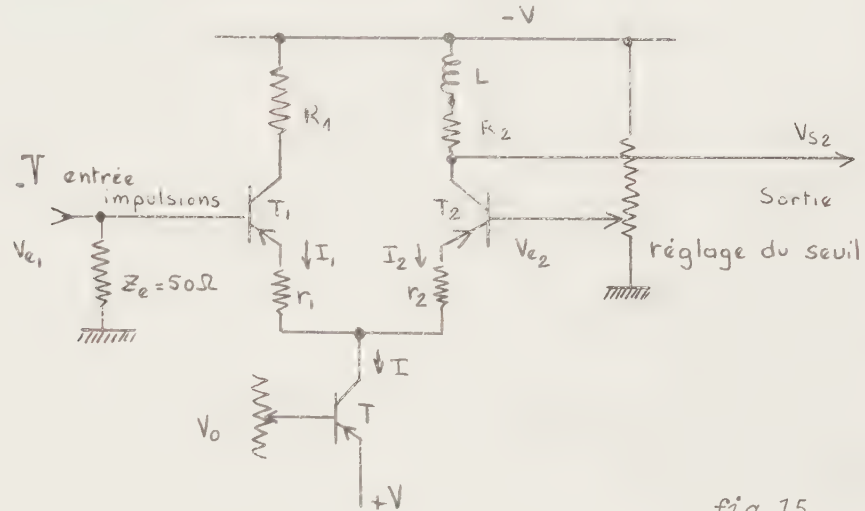


fig. 15

Nous avons étudié théoriquement et expérimentalement ce montage dans un travail précédent ⁽⁶⁾. Actuellement, ce montage est commercialisé sous forme de circuit intégré.

On peut rappeler la relation qui donne la tension de sortie V_{S2} en fonction des tensions d'entrée V_{e1} et V_{e2}

$$V_{S2} = A (V_{e1} - V_{e2})$$

avec A gain de l'amplificateur $\# - \frac{h_{21}}{h_{11}G + \Delta h}$ en première approximation

En posant : $G = \frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1}$

h_{21e} = gain en tension du transistor considéré

h_{11} = impédance d'entrée

Δh = déterminant matrice en paramètres hybrides

Dans un amplificateur différentiel où l'on veut avoir une bonne linéarité, une grande stabilité et une fréquence supérieure importante, on remplace la résistance commune d'émetteurs par un transistor T qui fournit un courant constant I aux transistors T_1 et T_2

Le courant I ne dépend que de la polarisation du transistor T

Les résistances r_1 et r_2 améliorent la linéarité, accroissent la largeur de bande et augmentent l'impédance d'entrée.

On réglera V_0 pour obtenir l'équilibre de l'amplificateur différentiel lorsque $|V_{e1}| = |V_{e2}| = 0$

Avec un tel montage, on peut espérer avoir des fréquences de fonctionnement de l'ordre de 100 MHz.

b) Le circuit de mise en forme a diode tunnel (52,54,55,34)

La diode "tunnel" ou diode "Esaki" présente, dans le plan $I(V)$ une caractéristique à pente négative (caractéristique N) *fig.16*

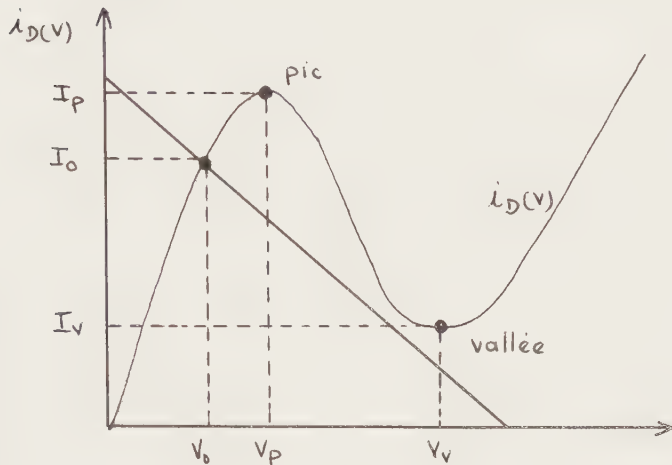


fig.16

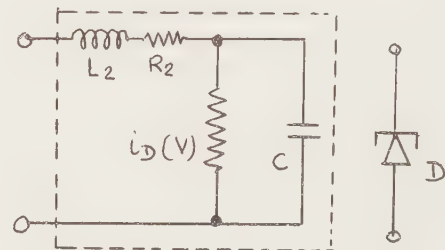


fig.17

La figure 17 donne le schéma équivalent à la diode tunnel D

C : capacité de la jonction de la diode ≈ 10 pF

L_2 : self équivalente à celle du circuit + celle de la diode D

R_2 : est très faible $\approx 1 \Omega$

A_0 : point de fonctionnement au repos.

Un générateur à courant constant, délivrant un courant I_0 , place le point de fonctionnement A_0 dans le plan $I(V)$ comme l'indique le figure 16

On peut, du fait de la partie négative, avoir soit un état stable (monostable) soit deux états stables (bistable)

Montage monostable à diode tunnel (54-34)

Le schéma est donné *fig.18*

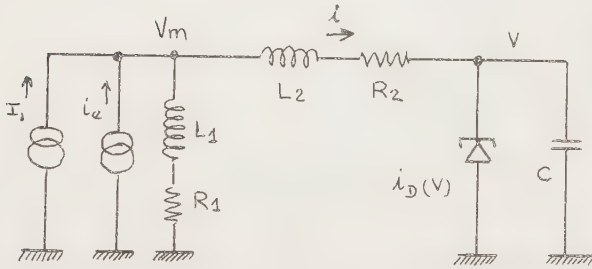


fig.18

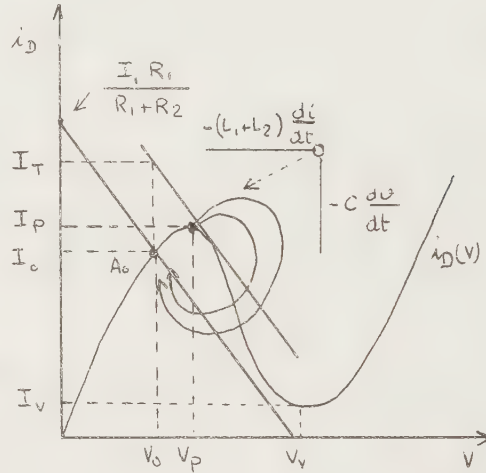


fig.19

I_1 est le courant constant de polarisation

i_e est l'impulsion de courant appliquée à l'entrée du monostable,

Si l'amplitude de ce courant est suffisante, le point de fonctionnement A_0 se déplace sur une caractéristique dynamique constituée par L_1 , L_2 , R_1 et R_2 .

On pourra, suivant que le signal à l'entrée est rapide ou lent, avoir comme seuil de déclenchement $(I_P - I_0)$ ou $(I_T - I_0)$

Le fonctionnement autonome du circuit est décrit par les équations :

$$(L_1 + L_2) \frac{di}{dt} = I_1 R_1 - i (R_1 + R_2) - v \quad (1)$$

$$\text{et} \quad C \frac{dv}{dt} = i - i_D(V) \quad (2)$$

en posant : $L_1 + L_2 = L$; $R_1 + R_2 = R$;

on peut éliminer le temps dans les équations (1) et (2)

$$\boxed{\frac{L}{C} \frac{di}{dv} = \frac{I_1 R_1 - iR - v}{i - i_D(V)}}$$

Cette équation montre que seul le point pour lequel la pente de la tangente à la courbe est indéterminée est un point d'équilibre. Ortel a démontré, dans son article ⁽⁵⁴⁾, que toutes les trajectoires coupent la droite de charge avec une pente nulle et la caractéristique de la diode avec une pente infinie.

- Montage bistable à diode tunnel ⁽⁵⁵⁾⁽⁵⁶⁾⁽⁵⁷⁾

Le schéma de principe est donné *fig.20*

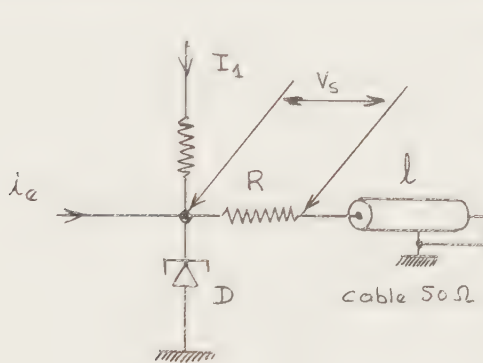


fig.20

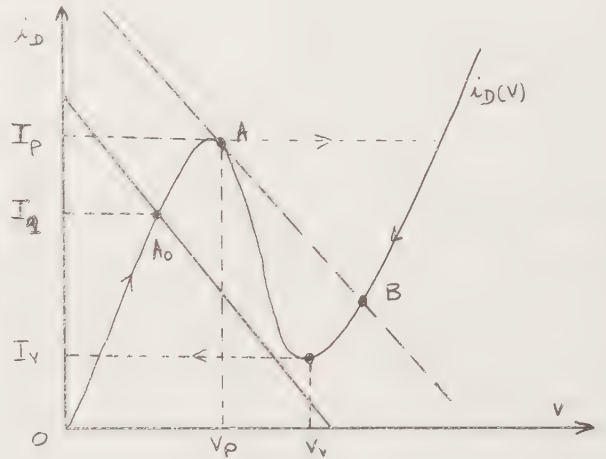


Fig 21

Comme pour le montage monostable, nous avons un courant I_1 de polarisation pour la diode tunnel D. Lorsque on lui injecte une impulsion de courant i_e , le point de fonctionnement A_0 va être amené dans le plan $i_D(V)$ de la diode, en A. Le temps mis par le point A_0 pour se déplacer de A en B dépend de la vitesse de commutation de la diode -*fig.21*-

En passant du point A au point B, la variation de tension est $(V_A - V_B)$ et la variation de courant $(I_B - I_A)$

Si la capacité de la diode est C, le temps t nécessaire pour passer d'un état à l'autre est donné par :

$$dQ = C \Delta V = \Delta I \cdot t$$

ù t représente le temps de commutation de la diode

$$t = C \frac{\Delta V}{\Delta I} = C \frac{(V_A - V_B)}{(I_B - I_A)}$$

On peut poser en première approximation que :

$$V_A \# V_P \quad I_A \# I_P \quad V_B \# V_V \quad \text{et} \quad I_B \# I_V$$

Pour une diode rapide on a :

$$\Delta I \# 10\text{mA} \quad \Delta V \# 200\text{mV} \quad \text{et} \quad C \# 10\text{pF}.$$

d'où

$$t_{\text{ns}} = 10^{-11} \frac{2 \cdot 10^{-1}}{10^{-2}} \cdot 10^9 = \underline{0,2 \text{ nS}}$$

C'est cette impulsion qui réfléchiée en bout de cable, fera basculer à nouveau la diode et amènera le point de fonctionnement en A_0 . Si τ est le temps de propagation dans le cable court-circuité, la durée de basculement sera égale à 2τ

Si on prend le signal aux bornes de R, la durée de basculement sera égale à 4τ . On prélèvera le signal utile aux bornes de R en plaçant un amplificateur différentiel.

La durée de mise en forme dépend donc du retard apporté par le câble, donc de sa longueur.

Avantages et inconvénients des deux montages

Le circuit monostable fournit des impulsions très brèves, et Ortel a relevé à la sortie de ce montage des impulsions dont la durée était de 0,2 nS pour une amplitude de 160 mV.

Ce circuit peut délivrer plusieurs impulsions à la sortie, pour une impulsion de grande durée à l'entrée. Il peut amener un excès de comptage. Nous avons utilisé dans nos premières mesures un tel montage, moins rapide que celui d'Ortel, mais à cause de cet inconvénient, nous avons utilisé un bistable associé à une ligne à retard.

Le montage bistable, associé à une ligne à retard, délivre une seule impulsion à la sortie quelque soit la durée de l'impulsion d'entrée. Cependant, il est difficile d'obtenir des durées < 5 nS, le cable étant alors trop court pour avoir une longueur bien définie.

CARACTERISTIQUES DU FORMEUR A DIODE TUNNEL

tiroir DF I32 SAIP -fig.13 -

ENTREE

- . Polarité négative
- . Impédance 50Ω
- . Sensibilité : réglable de -50 mV à -500 mV par potentiomètre multi-tours
- . Impulsions d'entrées admissibles
 - durée minimale : 3 nS à mi-hauteur
 - temps de montée ≥ 2 nS.
 - amplitude maximale : 5^V

SORTIE

- . Amplitude -700 mV sur 50Ω
- . Durée minimum : 5 nS (fixée par la longueur du cable constituant -1)
- . temps de montée ≤ 3 nS
- . Fréquence maximum : 100 MHz
- . Temps mort : nul
- . Retard entrée sortie : compris entre 7 nS et 9 nS
- . Fluctuations sur le retard : environ $0,5$ nS

II. 3. LIGNE A RETARD τ_1 (ou τ_2)

Cette ligne à retard est constituée par une certaine longueur de câble 50 Ω (KX2)

Les caractéristiques de ce câble sont :

- $Z_c = 50 \Omega$
- capacité au mètre : 100 pF
- atténuation au mètre : 0,26 dB

A l'aide d'un générateur Férisol, type P 401, délivrant des impulsions dont le temps de montée est $\leq 1,2$ ns et dont la largeur est de 5,5 ns, nous avons étalonné cette ligne à retard. Ce générateur délivre au moins deux impulsions dont le déphasage entre elles est réglable de 0 à 100 ns par un potentiomètre multi tours. La précision d'étalonnage en déphasage est de ± 1 ns.

Choix de l'emplacement de la ligne à retard

On peut placer cette ligne soit avant ou soit après le circuit de mise en forme.

Avant la mise en forme

Nous avons un étalonnage de la ligne valable quelque soit la durée de mise en forme, mais par contre, l'atténuation apportée par le câble fait diminuer l'amplitude des impulsions et les plus faibles peuvent alors se trouver en dessous du seuil du discriminateur.

Le nombre d'impulsions comptées sur une voie, variera avec τ , et sera constant sur l'autre voie. Le nombre de coïncidences, dans un temps donné, diminuera avec τ

Toutefois, le rapport $\frac{N}{N_1 N_2}$ devrait être constant pour deux faisceaux incohérents donnés sur A et B.

L'étalonnage de la ligne est bien connu, car la durée des impulsions est fixée par le photomultiplicateur et le préamplificateur.

Nous avons fait un premier relevé du nombre de coïncidence $\bar{N}$ en fonction du retard τ pour une lampe au Cadmium, en plaçant la ligne avant le circuit de mise en forme -fig.22-

On peut constater que, pour un retard positif (τ placé dans le circuit du photomultiplicateur n°1), on obtient une décroissance de $\bar{N}$ due à l'atténuation du câble.

La courbe serait symétrique, si les nombres d'impulsions $\bar{N}_1$ et $\bar{N}_2$ étaient du même ordre de grandeur.

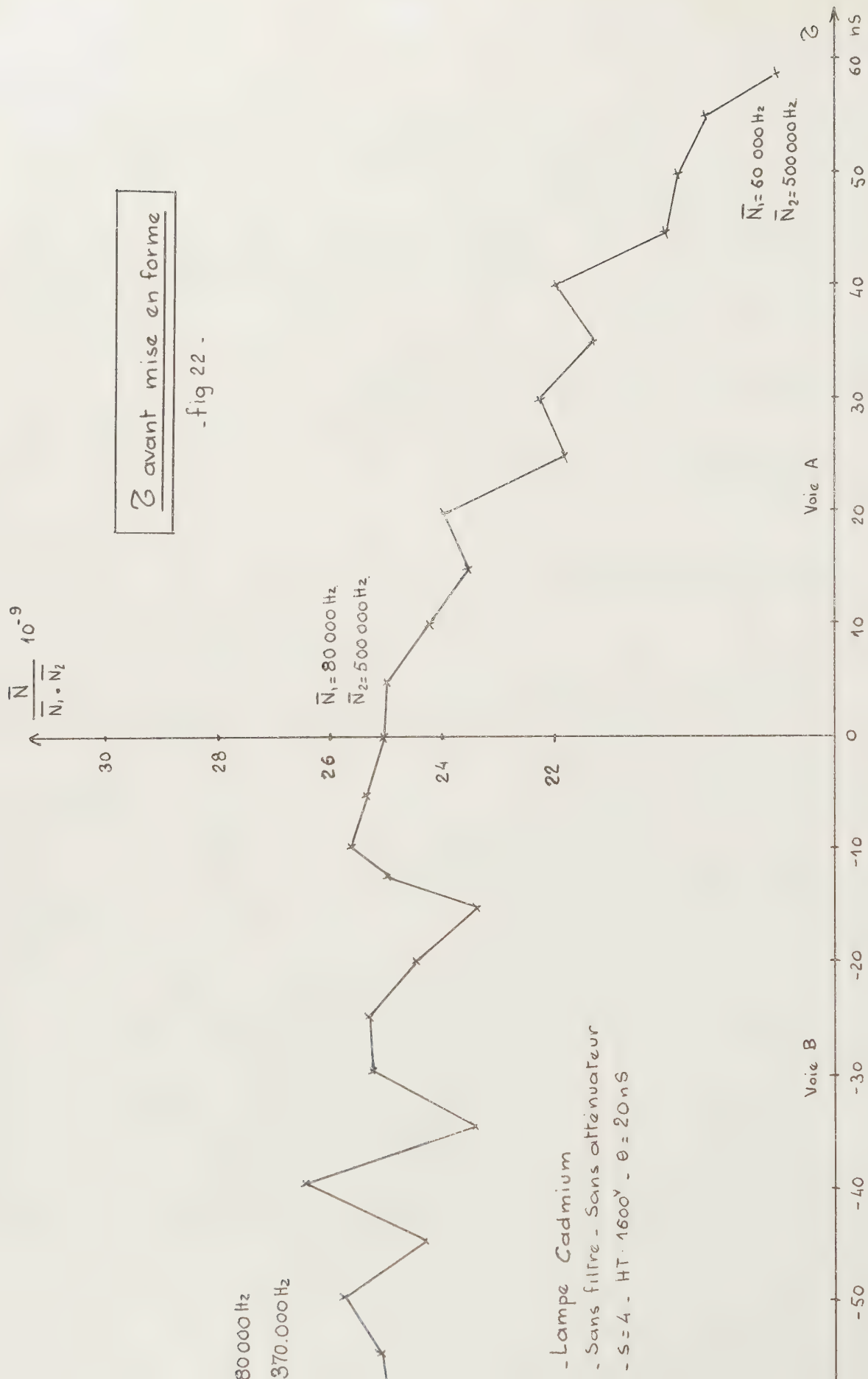
Avec les impulsions délivrées par le générateur (durée des impulsions 5,5nS; fréquence de récurrence 500 kHz), on obtient un retard de 5,67 nS au mètre.

Après le circuit de mise en forme - fig.23-

Il est nécessaire d'étalonner la ligne à retard pour chaque durée θ de la mise en forme.

Cependant, comme le temps de résolution du circuit à coïncidence dépend de la durée θ de mise en forme, il est préférable de fixer θ le plus faible possible, soit $\theta = 5$ nS

Nous avons mesuré à l'aide du montage de la fig.24, le retard τ réel, et le temps de résolution de l'ensemble : mise en forme + circuit de coïncidences + ligne à retard τ



Z avant mise en forme

-fig 22 -

$\frac{\bar{N}}{\bar{N}_1 \cdot \bar{N}_2} 10^{-9}$

3 après mise en forme

- fig 23 -



- Lampe au Cadmium
- Sans filtre - Sans atténuateur
- S=4 - H.T: 1600V - $\theta = 20 \text{ ns}$



(placée dans la voie B : retard négatif; placée dans la voie A : retard positif)
 en fonction de la valeur affichée τ

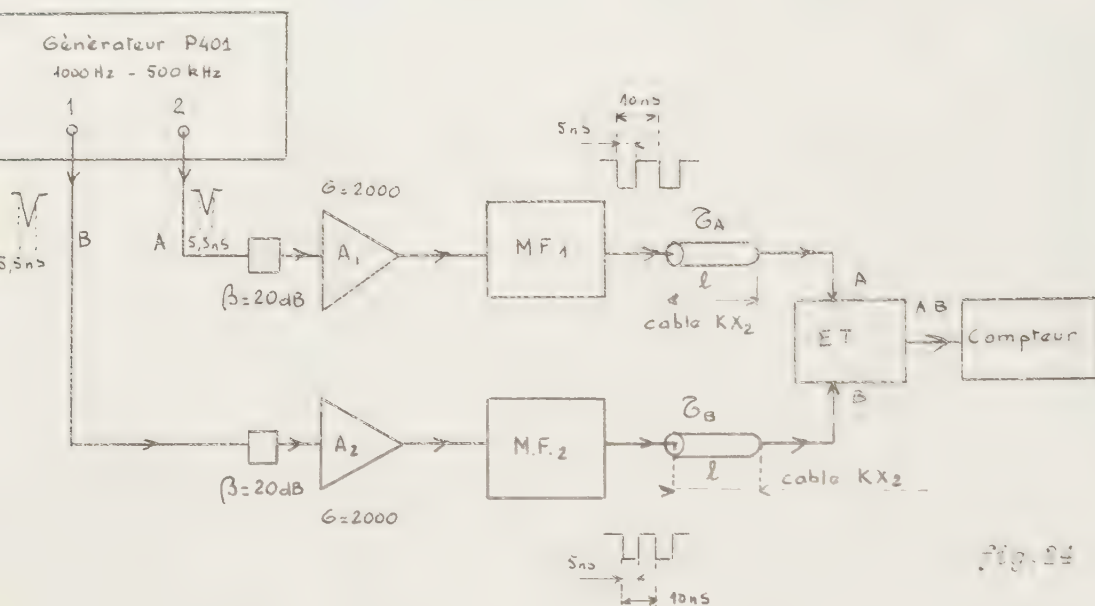


Fig. 24

Dans ce montage, nous plaçons la ligne à retard τ , soit dans la voie B (retard -) soit dans la voie A (retard +). Nous tenons compte des différences de retard apportées par A_1 et A_2 , ainsi que ceux apportés par MF_1 et MF_2

La valeur indiquée pour τ est celle que nous avons calculée à partir du retard trouvé en appliquant les impulsions définies par le générateur, soit 5,67 nS/mètre.

Le circuit de coïncidences comprend un amplificateur de mise en forme avant la fonction logique ET, sur chaque voie. La sensibilité de ces amplificateurs de mise en forme est de 150 mV. Les signaux délivrés par MF_1 et MF_2 ont comme amplitude 700 mV.

Calculons l'atténuation pour 20m de cable (soit $\tau = 120$ nS)

$$0,26 \text{ dB} \times 20 = 5,2 \text{ dB}$$

soit pour une impulsion de 700 mV à l'entrée de la ligne, à la sortie nous aurons une impulsion de : $\frac{700}{1,8} = 390 \text{ mV}$

Comme le circuit de coïncidences est sensible à 150mV, nous n'aurons aucune perte de comptage.

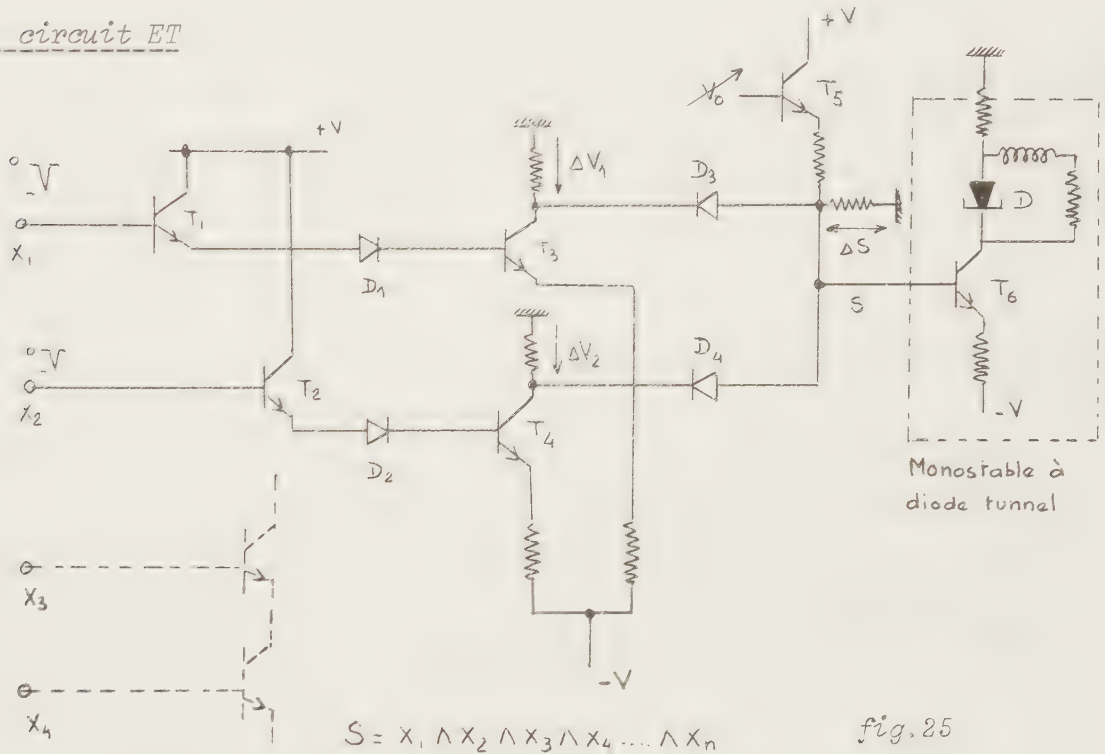
II.4 CIRCUIT DE COINCIDENCES -fig.25-

Ce circuit est de type additif. Il est constitué d'un circuit ET et d'un étage de mise en forme par diode tunnel.

a) Le circuit de mise en forme par diode tunnel

Il est identique à celui dont le principe est donné chapitre II.2

b) Le circuit ET



Son tableau de vérité donnerait, s'il n'a que deux entrées X_1 et X_2

X_1	0	0	1	1
X_2	0	1	0	1
S	0	0	0	1

Fonctionnement fig.25

Si $X_1 = 1$ (impulsion négative), est appliqué sur la base de T_1 monté en collecteur commun, un signal apparait sur son émetteur et est

transmis par D_1 sur la base de T_3 . Ce dernier aura un gain voisin de n (n étant le nombre d'entrées) et son blocage est obtenu pour un niveau 1 de -150 mV. D_1 protège la jonction émetteur base de T_1 contre les surcharges. Le circuit ET est constitué par D_3 et D_4 dont les anodes sont à un potentiel fixe $+$ défini par T_5 . Les cathodes, quand $X = 0$, sont négatives, ce qui les rend conductrices. Si un signal apparaît sur T_3 pour $X_1 \neq 0$; ΔV est négatif ce qui débloque la diode.

L'apparition simultanée d'un signal sur toutes les entrées provoque une diminution importante du courant dans les diodes et ΔS augmente.

Le circuit de mise en forme, T_6 et la diode tunnel mettent en forme cette variation de ΔS . T_6 règle le seuil en courant du basculement de la diode tunnel. D

CARACTERISTIQUES DU TIROIR réf.SAIP CR/I05

- . 4 voies de coïncidences : seuil - 150 mV
- . résolution : durée minimale de recouvrement des signaux mis en coïncidence. **3ns**

÷ Impulsions d'entrée :

- polarité négative
- durée 3 nS à 25 nS
- amplitude maximale 10^V

÷ Impulsions de sortie :

- 1 sortie : durée 10 nS
- 1 sortie : durée 50 nS

II.5 ETUDE DU TEMPS DE RESOLUTION DE L'ENSEMBLE : t_r

Les amplificateurs A_1 et A_2 apportent chacun un retard dans la transmission des impulsions, compris entre 9 et 11 nS.

Les tiroirs de mise en forme (MF_1 et MF_2) ont eux aussi un retard compris entre 9 et 11 nS.

Dans le cas le plus défavorable, on peut donc avoir un retard de 4 nS entre la voie A et la voie B.

Nous avons connecté les préamplificateurs A_1 et A_2 aux tiroirs MF_1 et MF_2 pour obtenir un retard minimum pour l'ensemble.

Lorsque $\tau \approx 0$, le temps de résolution global trouvé pour le montage de la figure 24 (chapitre II.3), est de :

$$t_r = 12,2 \text{ nS à } 500 \text{ kHz}$$

$$t_r = 12 \text{ nS à } 1000 \text{ Hz}$$

pour une durée de mise en forme $\theta = 5 \text{ nS}$

En déphasant les impulsions provenant du générateur, le compteur donne une réponse en fréquence lorsque les impulsions sont en phase. Si on laisse une des impulsions fixe, et si on décale dans le temps l'autre, de part et d'autre de la première, on obtient la courbe de résolution du système.

Exemple : $F = 500 \text{ kHz}$

impulsion A : calée sur + 20 nS

impulsion B : + 13,8 nS (pas d'impulsion au compteur)

+ 13,9 nS (impulsions au compteur)

de + 13,9 nS à 26,1 nS (impulsions au compteur)

+ 26,2 nS (pas d'impulsion au compteur)

$$\text{d'où } t_r = 26,1 - 13,9 = 12,2 \text{ nS}$$

II.6. BASE DE TEMPS

On a intérêt à avoir des sources lumineuses stables et à prendre le temps de mesure T le plus grand possible pour les mesures de $\bar{N}_1$, $\bar{N}_2$ et $\bar{N}$.

Nous avons réalisé une base de temps (ouverture de la porte du compteur) à partir du réseau. Sa précision sera celle de la fréquence du réseau soit $5 \cdot 10^{-3}$

a) Principe de la base de temps

La porte du compteur est fermée pour un signal positif compris entre $+0,1^V$ et $+10^V$. Elle est ouverte pour un signal négatif compris entre $-0,1^V$ et -10^V

Schéma synoptique *fig.26*

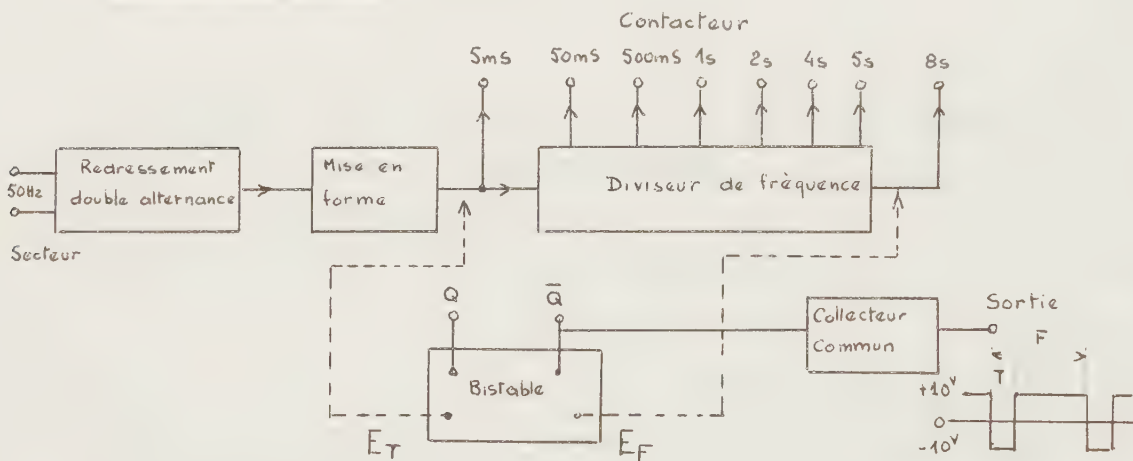
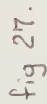


fig.26

La mise en forme est constituée d'un trigger et d'un bistable sans diode d'aiguillage. Le diviseur de fréquence comprend 3 décades et quatre bistables en série.

b) Les schémas électriques des différents modules utilisés sont donnés *fig.27-28-29-30-31*

Trigger

→ Sortie (entrée porte compteur)

716NVL:G

Bistable de sortie fig. 30.



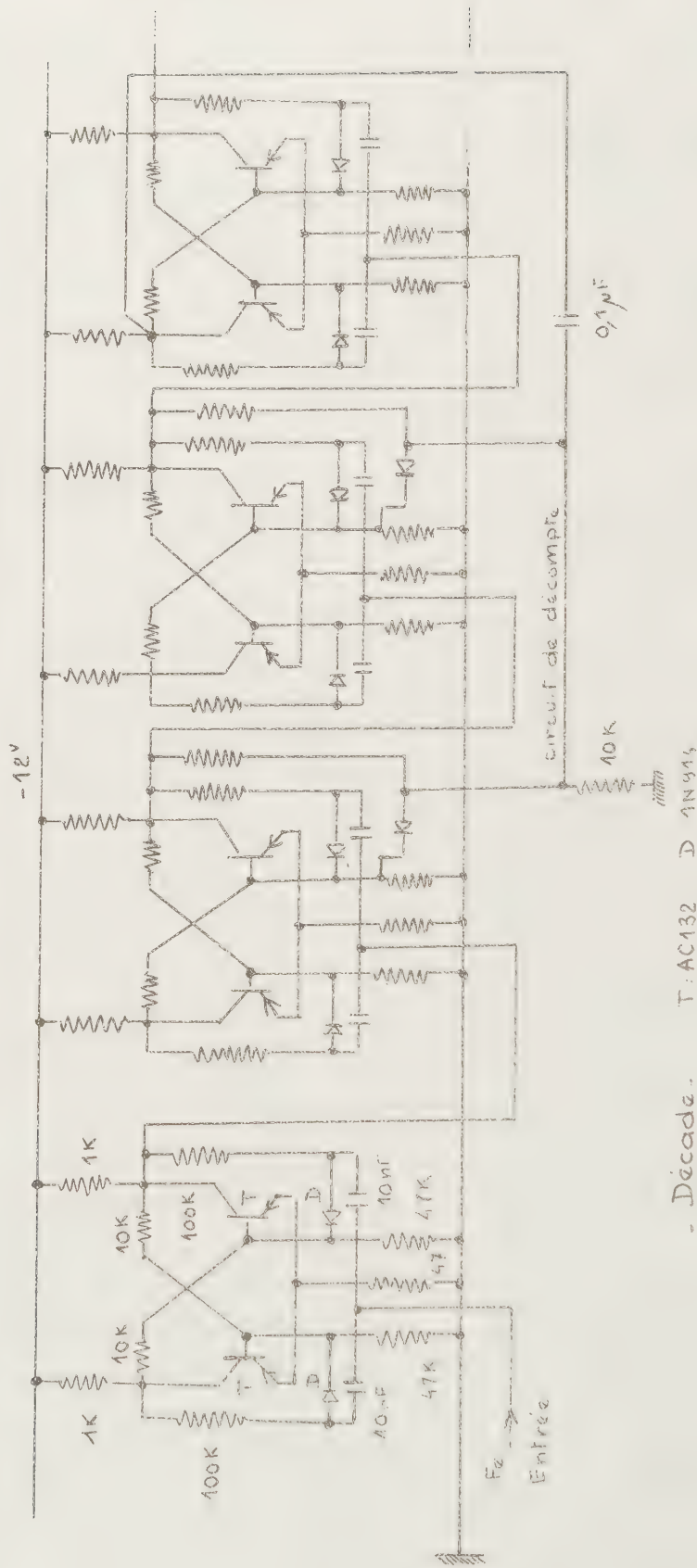
T: AC132

2ème mise en forme

Trigger

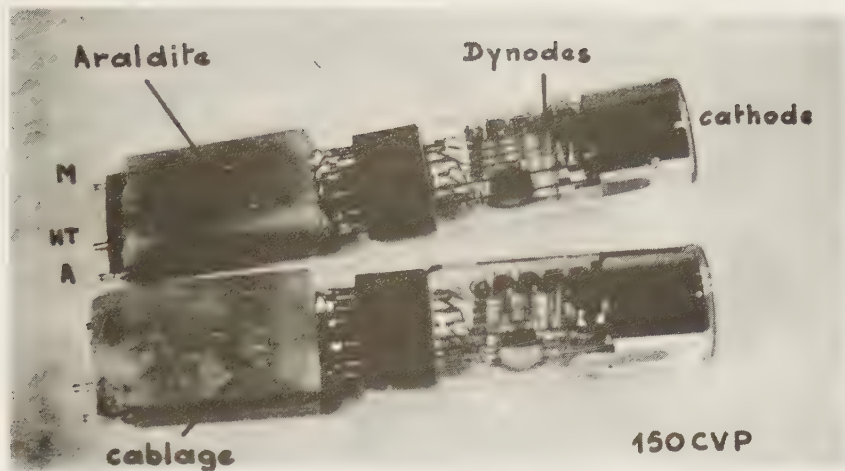
temps mort ou temps de lecture = $E_F - E_T$

Diviseur de fréquence fig 29 -

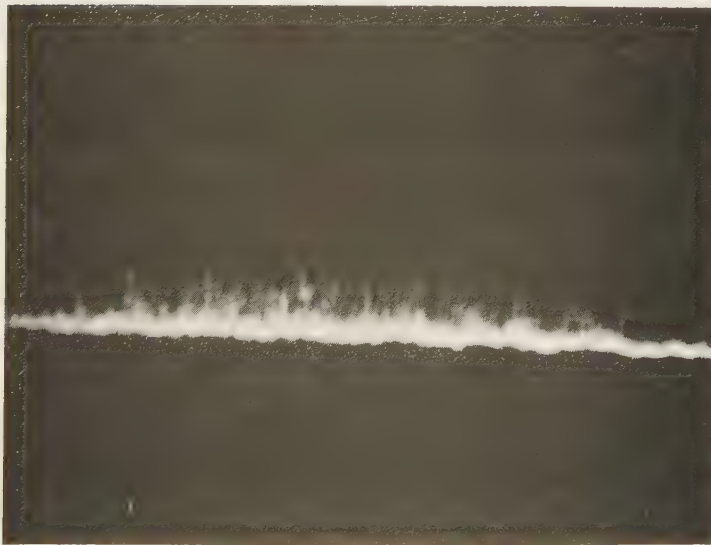


- Décade -

T: AC132 D 1N4132



— Montage électrique des photomultiplicateurs —



— Impulsions à la sortie d'un P.M. ($T = +21^{\circ}\text{C}$) —

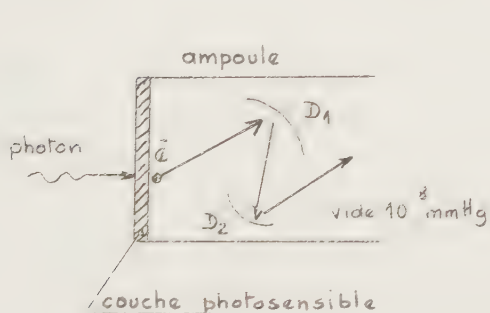
III. LE PHOTOMULTIPLICATEUR

III.1. RAPPELS SUR LE FONCTIONNEMENT DU PHOTOMULTIPLICATEUR

Le photomultiplicateur convertit l'énergie d'une onde lumineuse (photon) en une énergie électrique (électron). Il est composé essentiellement d'une photocathode, d'un multiplicateur d'électrons, et d'une anode.

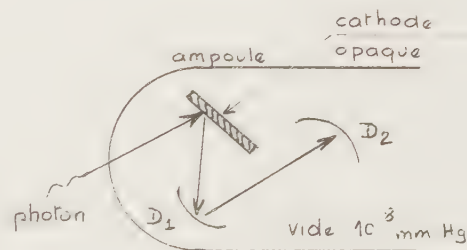
a) La photocathode

La photocathode est une couche photosensible qui peut-être déposée sur l'enveloppe du tube (photocathode dite semi-transparente), ou sur un support opaque. Dans ce cas, la réalisation est plus facile et le rendement quantique (rapport du nombre d'électrons émis au nombre de photons incidents) est plus élevé pour les courtes longueurs d'ondes. Les schémas ci-dessous donnent le principe de la disposition des éléments dans chacun des types :



cathode semi-transparente

(150 CVP)



cathode opaque

(1 P21)

Il existe de nombreux types de photocathodes qui se différencient d'après la nature des couches photoémissives dont les propriétés (rendement quantique, spectre de réponse en fonction de la longueur d'onde du flux lumineux) sont très variées suivant les matériaux déposés. Les divers types de réponses spectrales sont repérés par les lettres S_1, S_{20} .. suivant la fréquence optique où se situe la sensibilité maximale (un rendement quantique de 0,3 est excellent).

Il faut également signaler que suivant la longueur d'onde dans laquelle on désire travailler, le choix de la nature de la fenêtre à adopter est important. On rencontre des fenêtres de quartz pour des longueurs d'onde se situant entre $1800 \text{ \AA}$ et $5000 \text{ \AA}$, des fenêtres de verre entre $3000 \text{ \AA}$ et $12000 \text{ \AA}$. Pour les longueurs d'onde comprises entre $100 \text{ \AA}$ et $1500 \text{ \AA}$, on supprime la fenêtre.

b) Le multiplicateur d'électrons.

- Principe de l'émission secondaire.

Les électrons émis par la photocathode (électrons dits primaires) dont on veut accroître le nombre, sont accélérés vers une plaque appelée dynode. Si l'énergie des électrons primaires est suffisante, ils peuvent extraire de la dynode d'autres électrons (électrons secondaires). Le rapport moyen d'électrons émis au nombre d'électrons incidents est appelé coefficient moyen d'émission secondaire ($\bar{S}$). Pour un matériau donné, $\bar{S}$ dépend de l'angle d'incidence et de l'énergie (W) des électrons incidents; les grandeurs S_m et W_m dépendent du matériau utilisé.

Le rendement du multiplicateur dépendra de S_m et W_m par dynode, du nombre (p) de dynodes et du système de focalisation entre étages. On se limite souvent à 10 dynodes (20 parfois) car au-delà, le temps de transit, la charge d'espace, et l'encombrement deviennent gênants. La disposition et la forme des dynodes sont importantes (on trouve des dynodes lacunaires - tamis ou persiennes - et des dynodes opaques). On rencontre le plus souvent des dynodes opaques disposées linéairement en cascade.

La focalisation et l'accélération sont assurées électrostatiquement (l'utilisation de champs magnétiques a été abandonnée).

III.2. PERFORMANCES ET INCONVENIENTS DES PHOTOMULTIPLICATEURS

Les gains des photomultiplicateurs courants atteignent plusieurs millions. En général, nous trouvons 10 dynodes dont le gain moyen $\bar{S}$ par dynode peut-être de 5, c'est-à-dire, pour un électron primaire émis par la photocathode, on peut avoir 5^{10} électrons sur l'anode, soit un gain total de 10^7 (pour $\bar{S} = 4$ on trouve 10^6).

Il faut cependant remarquer qu'un gain élevé amène certains défauts dûs au principe de l'amplification utilisée. L'amplification par émission secondaire entraîne du bruit d'origine thermique : pour les dynodes ainsi que pour la photocathode.

Le temps de transit d'une dynode à la suivante n'étant pas absolument indépendant du parcours, nous avons à la sortie du multiplicateur une dispersion dans le temps d'arrivée des électrons sur l'anode.

L'énergie fournie aux électrons pour obtenir une bonne émission secondaire étant assez importante, divers phénomènes peuvent apparaître. Les électrons risquent d'ioniser sur leur passage les molécules de gaz résiduelles (expérimentalement nous ne pouvons y remédier). Ils peuvent également s'échapper de la chaîne de dynodes sous l'action d'un champ électrique extérieur perturbateur, (blindage en invar) et créer une luminescence du verre.

Si celle-ci est visible de la photocathode, cette dernière peut émettre des électrons primaires. Nous avons dû abandonner le montage anode du P.M. à la masse, car la photocathode se trouvant alors portée à -1500^V et étant à 0,5mm d'un serpentín de cuivre au potentiel de la masse, nous avions des effets de scintillation dûs au verre de l'ampoule.

D'autres effets peuvent apparaître : courant de fuite du culot, champs magnétiques extérieurs, etc...

Nous avons surtout essayé de diminuer le courant d'obscurité d'origine thermique. L'émission secondaire des électrons (en absence de flux lumineux) due à l'agitation thermique, donne naissance à un courant anodique suivant : ($I_{0_{Dn}}$: émission thermique de la dynode D_n)

$$I_A = I_{O_K} \bar{s}^p + I_{O_{D1}} \bar{s}^{(p-1)} + I_{O_{D2}} \bar{s}^{(p-2)} + \dots + I_{O_{Dn}} \bar{s}^{(p-n)}$$

Nous constatons que le terme où figure le courant de cathode I_{O_K} est le plus important, donc celui qu'il faut diminuer au maximum (nous refroidissons la photocathode à basse température).

Nous remarquons également que lors du choix du photomultiplicateur, la dimension de la photocathode a une énorme importance (l'émission thermique étant liée à la surface du corps émissif)

Remarque -

- 1) La firme RCA⁽²⁷⁾ met au point un photodétecteur pour laser, appelé "Lasecon". C'est un photodétecteur par hyperfréquences, associé à un tube à ondes progressives (T.O.P) et à structure de photomultiplicateur; il comporte une photocathode plane semi-transparente et une suite de dynodes planes et parallèles entre elles et à la photocathode. On utilise l'émission secondaire par transmission. L'avantage du "Lasecon" est d'assurer à tous les électrons des trajectoires identiques et relativement courtes. On réduit donc le temps de transit et ses fluctuations. La bande passante du système serait de 2000 MHz.
- 2) La firme I.T.T. Industrial Laboratories⁽³⁷⁾⁽⁵¹⁾ a mis au point un photomultiplicateur dont la photocathode a une faible surface effective. Une lentille électrostatique donne une image électronique de la photocathode émettrice dans le plan d'une petite ouverture située juste avant la première dynode. L'écran percé de cette ouverture arrête alors tous les électrons, sauf ceux qui sont émis par une zone centrale restreinte de la photocathode. Le résultat de cette disposition donne un détecteur ayant une surface relativement petite, de plus on a une petite zone bombardée sur la première dynode. Le montage supprime efficacement l'émission d'obscurité issue des autres parties non utilisées du tube.

Comme nous travaillons sur de faibles énergies lumineuses, le problème de linéarité est fondamental. Ce problème est lié aux effets des courants de dynodes et de la charge d'espace. Ce premier effet se manifeste quelles que soient l'amplitude et les composantes de fréquence du courant cathodique. Le deuxième effet n'a lieu que pour des courants anodiques élevés, ce qui n'est pas notre cas.

Monsieur MOATTI⁽²⁵⁾ a consacré tout un article à l'étude de la linéarité des photomultiplicateurs. Nous n'en avons retenu que les principes fondamentaux à respecter dans notre cas.

On peut extraire le signal soit sur une dynode (la dernière en général), soit sur l'anode. Lorsque la sortie se fait sur la dernière dynode, la distorsion est pratiquement inchangée par rapport à la sortie anodique. Il est préférable d'avoir une répartition de potentiel inter étage progressif.

Pour les photomultiplicateurs à réponse rapide, la sortie dynodique est à déconseiller; elle ne convient qu'aux P.M. classiques. Pour conserver un front raide aux impulsions, on choisira des constantes de temps très courtes (10^{-9} s) avec des capacités réduites à celle du montage.

Il faut avoir le courant I , qui alimente le pont diviseur de tension, grand vis à vis des courants de cathode, de dynodes et anodique. Il est préférable de limiter la dissipation de puissance dans le pont diviseur pour avoir des tensions inter-étages bien stables, et pour limiter l'encombrement des résistances (d'où un compromis entre ces deux exigences).

III.3.2. Calcul du courant anodique pour un électron primaire

On peut considérer que la photocathode délivre pour un électron primaire (de bruit ou dû à un photon) une impulsion de Dirac.

L'optique électronique d'entrée (cathode, première dynode) ainsi que le multiplicateur d'électrons élargissent cette impulsion (*fig.33*)

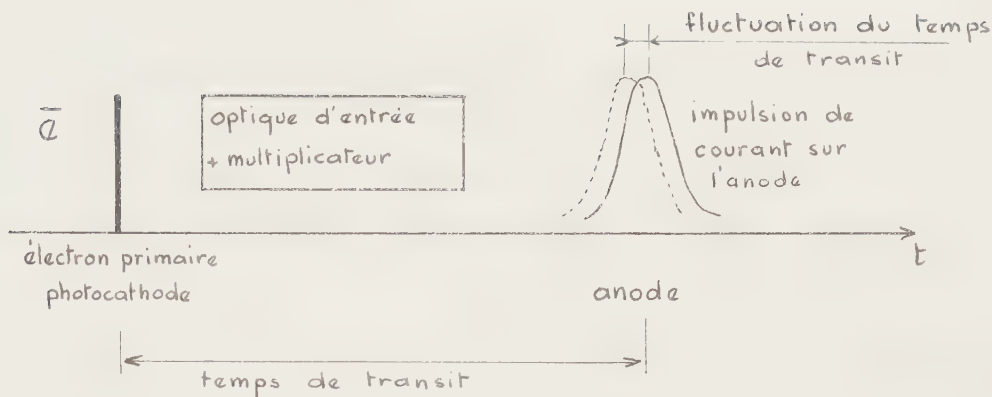


fig. 33

Calcul de l'amplitude maximum pour l'impulsion de courant recueillie sur l'anode.

$\bar{G}$: gain du P.M. pour une HT = 1600V approximativement

$\bar{G} = 10^6$ (donné par le constructeur)

q : charge élémentaire : $1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb

Q : quantité d'électricité reçue par l'anode pour l'émission d'un électron primaire

$$Q = q \cdot \bar{G} \text{ avec } \bar{G} = 10^6$$

$$Q = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^6 = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ coulomb}$$

Cette quantité d'électricité Q est représentée par l'aire de l'impulsion anodique en courant. Soit I , l'intensité maximum.

Nous aurons la même valeur d' Q pour une impulsion rectangulaire et de durée τ défini par (fig. 34)

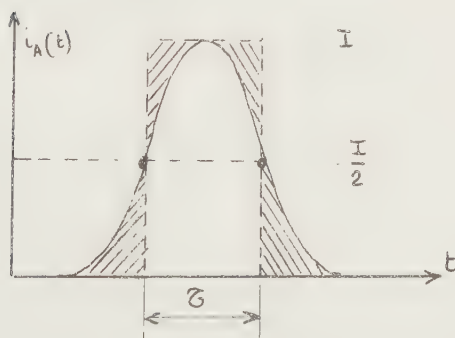


fig. 34

$$I = \frac{Q}{\tau}$$

τ diffère peu de la largeur à mi-hauteur

Cette valeur de τ nous est fournie par le constructeur et elle est approximativement de : $\tau = 2\text{ns}$

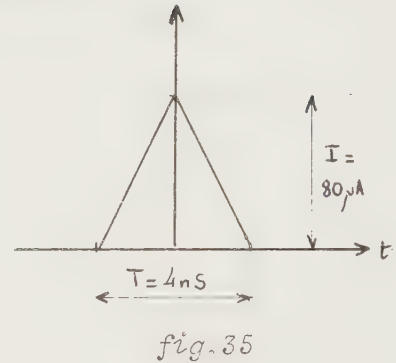
$$I = \frac{1,6 \cdot 10^{-13}}{2 \cdot 10^{-9}} = 8 \cdot 10^{-5} = 80 \mu\text{A}$$

III.3.3. Calcul du spectre de fréquence de l'impulsion anodique

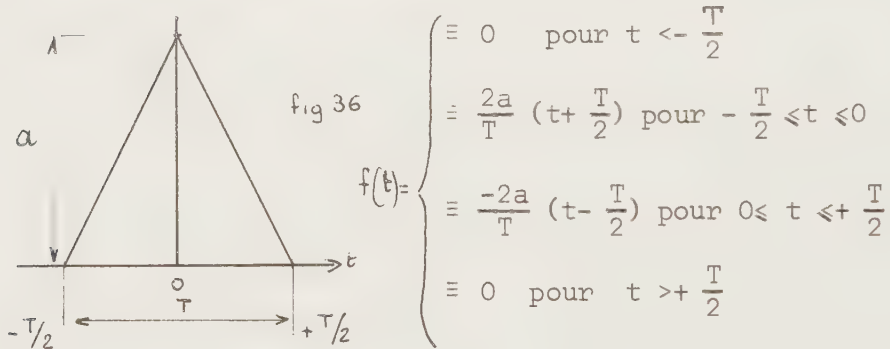
. Hypothèse physique (fig.35)

assimilons en première approximation
le signal à analyser à un triangle
isocèle dont la base sera

$$T = 4 \text{ nanosecondes}$$



. Hypothèses mathématiques (fig.36)



Le spectre sera donné par :

$$f(F) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-2j\pi Ft} dt$$

ou F est la fréquence

$$\begin{aligned} f(F) &= \frac{2a}{T} \int_{-T/2}^0 \left(t + \frac{T}{2}\right) e^{-2j\pi Ft} dt - \frac{2a}{T} \int_0^{+T/2} \left(t - \frac{T}{2}\right) e^{-2j\pi Ft} dt \\ f(F) &= \frac{2a}{T} \left[\int_{-T/2}^0 t e^{-2j\pi Ft} dt - \int_0^{+T/2} t e^{-2j\pi Ft} dt \right] \\ &\quad + \frac{2a}{T} \frac{T}{2} \int_{-T/2}^{+T/2} e^{-2j\pi Ft} dt \\ f(F) &= \frac{2a}{T} A + a \cdot B \end{aligned}$$

$$A = \int_{-T/2}^0 t e^{-2j\pi Ft} dt - \int_0^{+T/2} t e^{-2j\pi Ft} dt = - \int_0^{-T/2} t e^{-2j\pi Ft} dt - \int_0^{+T/2} t e^{-2j\pi Ft} dt$$

$$A = - \int_0^{+T/2} t (e^{+2j\pi Ft} + e^{-2j\pi Ft}) dt = - 2 \int_0^{+T/2} t \cos 2\pi Ft dt$$

$$A = - \frac{2}{2\pi F} \left[t \sin 2\pi Ft \right]_0^{+T/2} + \frac{2}{2\pi F} \int_0^{+T/2} \sin 2\pi Ft dt$$

$$A = - \frac{1}{\pi F} \frac{T}{2} \sin \pi F T + \frac{1}{2} \frac{1}{(\pi F)^2} (\cos \pi F T - 1)$$

$$B = \int_{-T/2}^{+T/2} e^{-2j\pi Ft} dt = - \frac{1}{2j\pi F} \left[e^{-2j\pi F \frac{T}{2}} - e^{+2j\pi F \frac{T}{2}} \right]$$

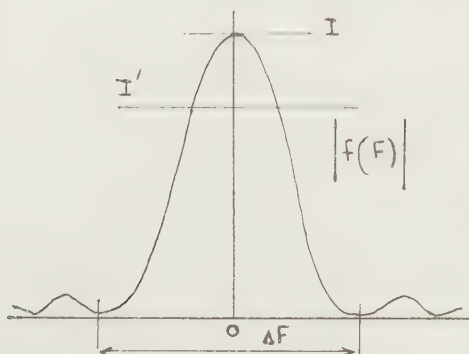
$$B = \frac{1}{\pi F} \sin \pi F T$$

$$f(F) = \frac{2a}{T} \left[- \frac{1}{\pi F} \frac{T}{2} \sin \pi F T + \frac{1}{2} \frac{1}{(\pi F)^2} (\cos \pi F T - 1) + \frac{T}{2} \frac{1}{\pi F} \sin \pi F T \right]$$

$$f(F) = \frac{2a}{T} \frac{1}{2} \frac{1}{(\pi F)^2} (\cos \pi F T - 1) = - \frac{2a}{T} \frac{1}{2} \frac{2 \sin^2 \pi F \frac{T}{2}}{(\pi F)^2}$$

$$f(F) = - \frac{2a}{T} \frac{\sin^2 \pi F \frac{T}{2}}{(\pi F)^2} = - \frac{a T}{2} \left(\frac{\sin \pi F \frac{T}{2}}{\pi F \frac{T}{2}} \right)^2$$

$$f(0) = \frac{aT}{2}$$



f désigne l'amplitude du spectre de fréquence; l'intensité serait f^2

.fig 37.

Largeur du spectre à transmettre

Il faut que $\pi F \frac{T}{2} = \pi$ soit $F = \frac{2}{T} = \frac{\Delta F}{2}$

Nous avons $T = 2\tau = 4\text{ns}$

$$\Delta F = \frac{4}{4 \cdot 10^{-9}} = 10^9 \text{ Hz} \quad \text{soit } 1 \text{ GHz}$$

Calculons la fréquence F' pour laquelle on a $f = \frac{f(0)}{\sqrt{2}}$

$$\frac{a T}{2\sqrt{2}} = \left[\frac{\sin \pi F' \frac{T}{2}}{\pi F' T/2} \right]^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707$$

posons : $x = \pi F' \frac{T}{2}$ d'où $\frac{\sin x}{x} = 0,84$

A l'aide d'une table on trouve que $x = \pi F' \frac{T}{2} \approx 0,98 \text{ radian}$

d'où $F' = 150 \text{ MHz}$

Pour amplifier une telle impulsion de courant, l'amplificateur devra avoir une bande passante au moins égale à 150 MHz

Remarque -

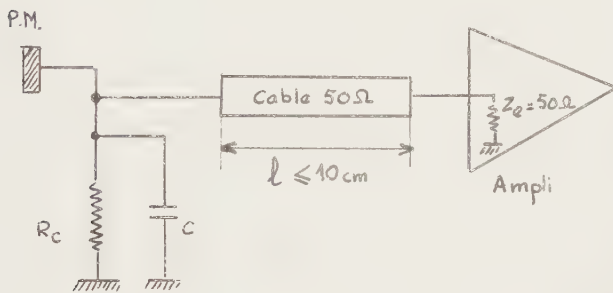
Comme nous le verrons par la suite, le préamplificateur utilisé a une bande passante de 100 MHz.

Il faudrait alors prendre $\tau = 3 \text{ ns}$.

III.3.4. Calcul de la résistance de charge R_C du photomultiplicateur

Pour avoir une transmission correcte de l'impulsion recueillie aux bornes de R_C entre le photomultiplicateur et le préamplificateur, nous utilisons un câble d'impédance caractéristique de 50Ω . L'impédance d'entrée du préamplificateur sera également de 50Ω .

Le photomultiplicateur est un générateur de courant à très grande résistance interne, donc nous pourrons le charger par une très faible impédance sans le détériorer.



l'impédance de charge du P.M. est constituée par R_C avec en parallèle une capacité C

fig.38

Nous avons trouvé que le spectre de fréquence part de la fréquence continue jusqu'à 1 GHz, et que la fréquence qui correspond à la bande passante de l'amplificateur est de 150 MHz.

Evaluons la capacité C

elle est constitué par :

- . la capacité Anode Masse (et toutes les dynodes)

elle est donnée par le constructeur : $C_{PM} = 5 \text{ pF}$

- . capacité de câble (RG 58 CU : 100 pF au mètre)

longueur de notre câble : 10 cm

$$C_c = 10 \text{ pF}$$

- . la capacité des deux connecteurs BNC

mesurée au Q mètre à 50 MHz : 3pF

- . la capacité ramenée par le cablage : environ 2 pF

Au total, la capacité C sera environ égale à 20 pF.

On prend $R_c : 50 \Omega$ et calculons à 10 MHz, l'influence du condensateur C.

$$Z_c = \frac{1}{C\omega} = \frac{10^4}{4\pi} \approx 800 \Omega$$

donc, pour cette fréquence, l'impédance de charge Z_L constituée par R_c avec en parallèle C aura pour valeur :

$$\frac{1}{Z_L} = \frac{1}{50} + \frac{1}{800} = \frac{1}{50}$$

donc si $F = 10 \text{ MHz}$, $Z_L = 50 \Omega$

On peut supposer que pour des fréquences $\geq 10 \text{ MHz}$, les connections présentent une réactance selfique, ce qui diminuera l'effet de capacité C.

III.3.5. Calcul du pont diviseur de tension ($R_1, \dots, R_{11}$)

Afin d'avoir une bonne linéarité, nous avons adopté la répartition suivante des résistances (ce qui correspond à une répartition de potentiel)

$$R_1 = 150 \text{ k}\Omega \quad R_2 = R_3 = \dots = R_{10} = 100 \text{ k}\Omega \quad R_{11} = 75 \text{ k}\Omega$$

$$\sum R = 150 + 9 \cdot 100 + 75 = 1125 \text{ k}\Omega$$

III.3.6. Montage électrique définitif du P.M. (fig.39)

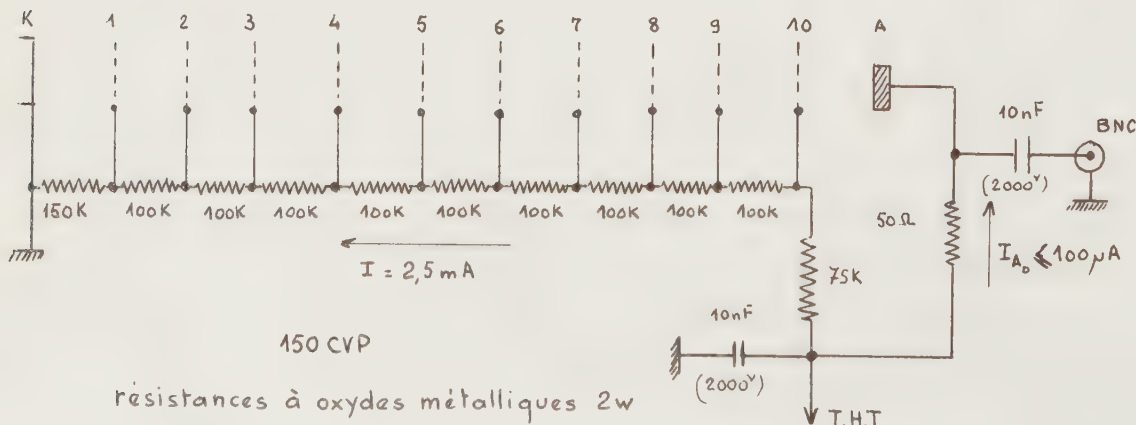


Fig. 39

Courbe de réponse spectrale en valeur relative

.150 CVP.

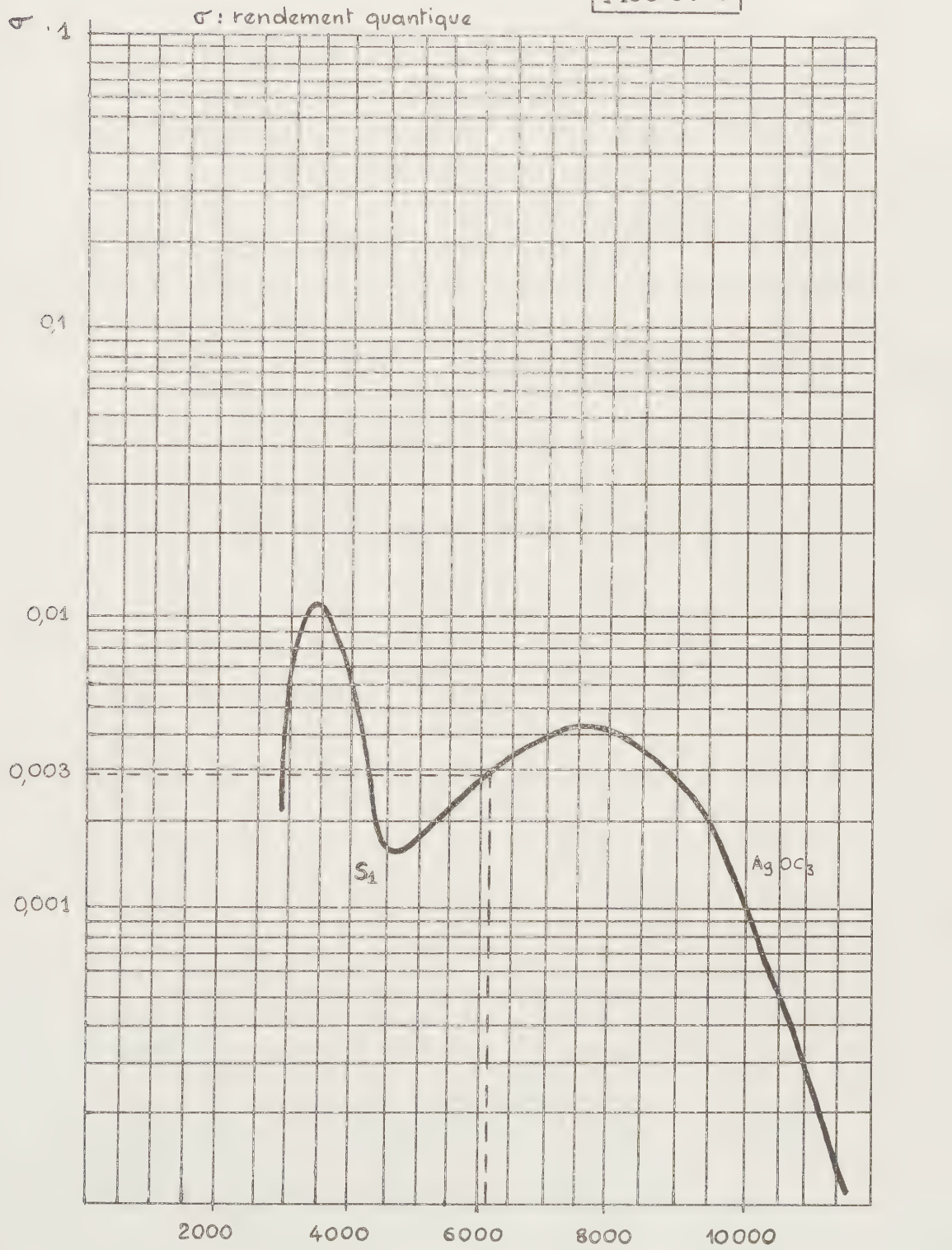


fig: 40

Longueur d'onde en $\text{\AA}$

III.4. MESURE DES IMPULSIONS DE BRUIT DU P.M. A TEMPERATURE AMBIANTE

Nous utilisons un photomultiplicateur 150 CVP de la Radiotechnique. Ce photomultiplicateur a une photocathode semi-transparente de type S1 (sensibilité maximum vers 8000 Å), donc doit avoir un bruit assez élevé puisqu'il est sensible à la lumière du proche infrarouge. La courbe de réponse spectrale est donnée par la *figure 40*.

III.4.I. Montage expérimental (*fig.41*)

Pour faire ces mesures de bruit, nous avons adopté le montage électronique suivant :

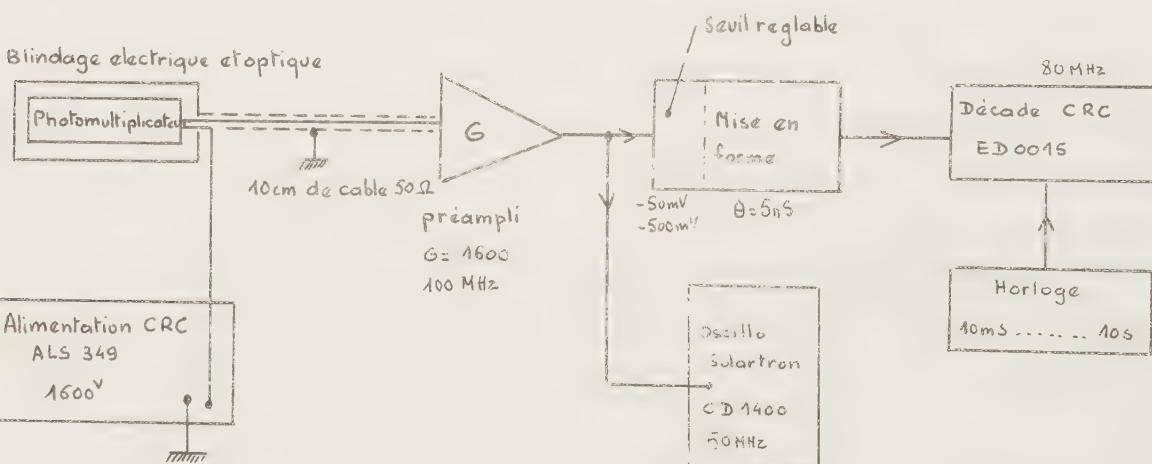


Fig.41

Notre dispositif de mesure comprend :

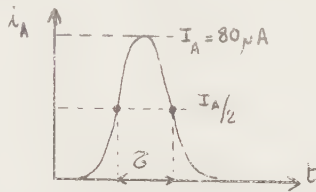
- . un photomultiplicateur 150 CVP
- . un préamplificateur de gain G
- . un tiroir de mise en forme SAIP dont le seuil d'entrée est réglable par un potentiomètre multitours (10) de 50 mV à 500 mV. La durée de l'impulsion mise en forme est de 5 nS.
- . une alimentation CRC, type ALS 349 pour alimenter le photomultiplicateur
- . les impulsions mise en forme sont comptées par une échelle de comptage CRC, type ED 0015 de fréquence maximum 80 MHz

. un oscilloscope (50 MHz) est branché à la sortie du préamplificateur afin de visualiser le bruit du photomultiplicateur.

III.4.2. Calcul du gain du préamplificateur

Au chapitre II.3.3, nous avons calculé la bande passante minimum que devait avoir ce préamplificateur, pour ne pas déformer l'impulsion anodique provenant du P.M.

Calculons le gain de ce préamplificateur pour la même impulsion.



Nous négligeons l'atténuation apportée par le câble de liaison P.M. préampli.

Le courant i_A crée une chute de tension aux bornes de Z_L (fig 38)

Calculons cette tension V_A pour la fréquence zéro :

soit I_A l'intensité maximum pour une impulsion $I_A = 80 \mu A$; $\bar{G} = 10^6$

$$v_A = i_A Z_L$$

$$V_A = I_A R_C = 80 \cdot 10^{-6} \cdot 50 = 4 \text{ mV}$$

Ceci dans le cas où $\tau = 2 \text{ ns}$.

Si nous prenons $\tau = 5 \text{ ns}$ (temps de mise en forme du tiroir de mise en forme) il faut calculer I_A

$$I_A = \frac{Q}{\tau} = \frac{16 \cdot 10^{-14}}{5 \cdot 10^{-9}} = 32 \mu A$$

$$V_A = I_A R_C = 32 \cdot 10^{-6} \cdot 50 = 1,6 \text{ mV}$$

Le gain de préamplificateur sera alors pour un seuil minimum de : 160 mV

$$A = \frac{160}{1,6} = 100$$

$$G = 20 \log A = 40 \text{ dB}$$

Le gain de ce préamplificateur ne nous permet d'analyser que les impulsions anodiques provenant d'un électron primaire unique.

Dans notre étude, nous voulons également étudier les impulsions de bruit provenant du multiplicateur d'électrons.

Supposons un électron de bruit provenant du multiplicateur à électrons et partant de la dynode n°5

Le gain $\bar{G}'$ pour l'intervalle D_5 - Anode du PM est :

$$\bar{G}' = \bar{S}^5 \cdot 4^5 \cdot 10^3$$

$$I_A' = \frac{Q'}{\tau}$$

$$\tau = 5\text{ns} \quad Q' = q\bar{G}' = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^3 = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ coulomb.}$$

$$I_A' = \frac{1,6 \cdot 10^{-16}}{5 \cdot 10^{-9}} = 3,2 \cdot 10^{-2} \mu\text{A}$$

$$V_A' = 10^{-2} \cdot 3,2 \cdot 10^{-6} \cdot 50 = 1,60 \mu\text{V}$$

Calculons A' pour le préamplificateur et pour un même seuil : 160 mV

$$A' = \frac{160 \cdot 10^3}{1,6} = 10^5$$

On constate donc que, pour étudier l'origine des différentes impulsions de bruit, il faut un préamplificateur de gain élevé et de bande passante au moins égale à 100 MHz. Pratiquement, on ne pourra étudier que le bruit provenant des première dynodes.

Nous avons utilisé comme préamplificateur, un préamplificateur SAIP, type PR 2000 de gain 1500 et de bande passante 100 MHz.

III.4.3. Relevé du bruit à température ambiante

Nous prenons comme référence de température, la température de la pièce qui est climatisée (21°C)

L'étude est faite sur deux photomultiplicateurs du type 150 CVP dont les numéros de série sont :

Voie A : PM n°1 : C 5395

Voie B : PM n°2 : C 5238

a) Relevé du bruit des préamplificateurs (tableau 42)

Nous faisons varier le seuil S de - 50mV à -500 mV

$\bar{F}_1$ et $\bar{F}_2$: fréquence moyenne sur 15 mesures avec une ouverture de porte T de 1s.

$\theta = 5$ ns

θ' : valeur de θ déduite des coïncidences de bruit

Seuil S		$\bar{F}_1$ en Hz	$\bar{F}_2$ en Hz	$\bar{F}_1 \wedge \bar{F}_2$ en Hz=N coïncidences	$\theta' = \frac{T \bar{N}}{2 \bar{F}_1 \bar{F}_2}$
mV	tour pot				
- 50	0,2	98.240	3.310.550	4048	6,2 nS
	0,5	821	540.514	4	5 nS
- 95	1	1	48.880	0	
	1,5	0	2441	0	
- 140	2	0	70	0	
	2,5	0	2	0	
- 185	3	0	0	0	
	3,5	0	0	0	
-230	4	0	0	0	

Tableau 42

Nous remarquons que, pour un seuil supérieur ou égal à -185mV (position 3 du potentiomètre multi-tours définissant le seuil), l'amplitude des impulsions de bruit est trop faible pour qu'il y ait mise en forme.

Nous retrouvons, par le calcul, la valeur de θ théorique :

$$2 \theta' = T \frac{\bar{N}}{\bar{N}_1 \bar{N}_2}$$

Pour un seuil $S = 0$ (-50 mV), θ' est légèrement supérieur : cela peut indiquer que nous avons des impulsions de bruit cohérentes, dues certainement à des impulsions parasites provenant des alimentations et affectant simultanément les deux voies.

Pour faire ces mesures, nous avons "chargé" l'entrée des préamplificateurs par une charge adaptée de 50Ω , afin de respecter le fonctionnement avec photomultiplicateur. On peut rappeler la relation qui donne le facteur de bruit d'un transistor bipolaire en base commune (identique s'il est en émetteur commun) pour une impédance de source Z_S

$$F_{EC} = F_{BC} = 1 + \frac{r'_b + r_e/2}{R_S} + \frac{[r_e + r'_b + Z_S]^2}{2 \beta_o r_e R_S} \left(1 + \frac{\beta_o \omega^2}{\omega_a^2}\right)$$

Z_S : impédance de source	r_e : résistance d'émetteur dans le montage base commune
R_S : partie réelle de Z_S	β_o : gain en courant
r'_b : résistance répartie de base	ω_a : fréquence de coupure

Pour les fréquences < 10 MHz (chapitre II.3.4) on peut considérer

$$Z_S = R_S \text{ donc : } F_{EC} = 1 + \frac{A}{R_S} + \frac{(B + R_S)^2}{k R_S} C$$

En négligeant les termes les plus faibles $F_{EC} \sim 1 + \frac{C}{k} R_S$ pour $R_S = 50 \Omega$

b) Relevé du bruit des deux photomultiplicateurs à température ambiante

Dans ces mesures, les photomultiplicateurs travaillent dans l'obscurité.

Nous faisons varier le seuil s de -50 mV à -500 mV.

Les fréquences $\bar{F}_{o1}$, $\bar{F}_{o2}$ et $\bar{F}_o$ sont des moyennes sur 10 mesures faites pendant un temps T de 1 s. (ou de 100 ms pour $S \ll -140$ mV)

$\bar{F}_o$ est le nombre de coïncidences.

Entre chaque variation du seuil, on attend une minute afin que l'amplificateur de mise en forme se stabilise.

H.T. PM n°1 : 1600^V $\theta = 5$ ns n°1 : C 5395

H.T. PM n°2 : 1700^V $T = 1$ s n°2 : C 5238

Nous avons relevé le tableau 43

Pour faire ces mesures, nous prenons les précautions d'usage pour les les P.M. :

- obscurité totale pendant 3 jours
- mise sous tension avant expérience : 2 heures

Nombre de mesures pour chaque pointé : 10

Temps de chaque mesure : $T = 1$ s

$\theta = 5$ ns

$\tau = 0$ ns pour les coïncidences

Seuil s		$\bar{F}_{01}$ en Hz	$\bar{F}_{02}$ en Hz	$\bar{F}_0$ en Hz	2 θ' nS	θ' nS
pot	s mV					
0	- 50	5.198.840	9.587.910	820.240	18,6	9,3
0,5		4.868.610	4.270.420	385.340	19,56	9,76
1	- 95	4.508.710	2.536.390	237.180	20,84	10,42
1,5		4.172.120	1.867.460	166.690	21,50	10,75
2	-140	3.842.350	1.488.060	120.170	21,11	10,55
2,5		3.485.190	1.197.900	84.330	20,35	10,17
3	-185	3.124.760	929.070	56.170	19,36	9,68
3,5		2.761.360	695.350	35.800	18,84	9,42
4	-230	2.408.000	500.870	21.820	18,18	9,09
4,5		2.055.850	344.490	12.130	17,4	8,7
5	-275	1.730.380	225.800	6.650	17,05	8,5
5,5		1.429.380	139.850	3.370	16,93	8,46
6	-320	1.156.570	85.110	1.605	16,32	8,16
6,5		913.180	48.710	711	15,9	7,95
7	-365	715.890	26.700	305	15,9	7,95
7,5		545.940	14.960	117	14,32	7,16
8	-410	409.990	8.125	49	14,71	7,35
8,5		301.800	4.434	18	13,49	6,74
9	-455	218.020	2.459	8	14	7
9,5		158.140	1.443	3	13,2	6,5
10	-500	111.450	840	1	14	5,5

III.4.4. Interprétations des tableaux 42 et 43

a) Tableau 42

Nous avons calculé $2\theta' = \frac{T \bar{N}}{F \bar{F}_0}$, mais comme au-delà d'un seuil correspondant à un demi-tour du potentiomètre, nous n'avons plus de coïncidence, nous n'avons pas tracé la courbe :

$$\theta' = f(S)$$

Pour la même raison nous ne traçons pas :

$$\log \bar{F}_1 = f(S)$$

et

$$\log \bar{F}_2 = f(S)$$

b) Tableau 43

$$\text{Nous avons calculé } 2\theta' = \frac{T \bar{F}_0}{\bar{F}_{01} \cdot \bar{F}_{02}}$$

On remarque que, pour un seuil $S = 140$ mV, le θ' trouvé est très important (*fig.47*).

Ceci peut indiquer que nous n'avons pas que du bruit, mais des coïncidences fortuites, plus des coïncidences vraies. Ces dernières sont dûes vraisemblablement aux parasites secteur (mauvais filtrage des alimentations du P.M), aux rayonnements énergétiques (rayons cosmiques par exemple).

On peut déduire du calcul de θ' , une valeur moyenne qui se situe autour de 8 nS. Avec le générateur (Chapitre II.5), nous avons trouvé un θ' (sans les P.M) de l'ordre de 6,1 nS.

Pour vérifier le bon fonctionnement de notre ligne à retard, nous avons relevé $2\theta' = f(\tau)$ - pour un seuil $S = 7,5$ (PM2) et $S = 4$ (PM 1) les photomultiplicateurs se trouvant à température ambiante.

La courbe $2\theta' = f(\tau)$ est donnée par la figure 45

Nous avons porté $2\theta'$ et non θ' , afin de pouvoir comparer plus facilement les 2 θ' obtenus avec flux lumineux.

Nous avons tracé d'autre part les courbes (*fig. 46*)

$$\log \dot{F}_{o1} = f(s)$$

$$\log \dot{F}_{o2} = f(s)$$

$$\log \bar{F}_o = f(s)$$

et la courbe $2\theta' = f(s)$ (*figure 47*)

Conclusion

Comme nous voulons étudier, par la suite, des flux lumineux très faibles (donc n'avoir que quelques photons arrivant sur la photocathode) il faut diminuer ces fréquences de bruit.

On peut supposer, d'après le tableau 43, que la majorité des impulsions proviennent de la photocathode (électron primaire ou photon "fictif")

$$2\theta' = T \frac{\bar{F}_0}{\bar{F}_0, \bar{F}_{02}}$$



Etude de la ligne à retard en impulsions de bruit

$$\tau\theta = f(\tau)$$

Photomultiplicateurs non refroidis +21°C

$$\theta = 5 \text{ ns}$$

$$T = 1 \text{ s}$$

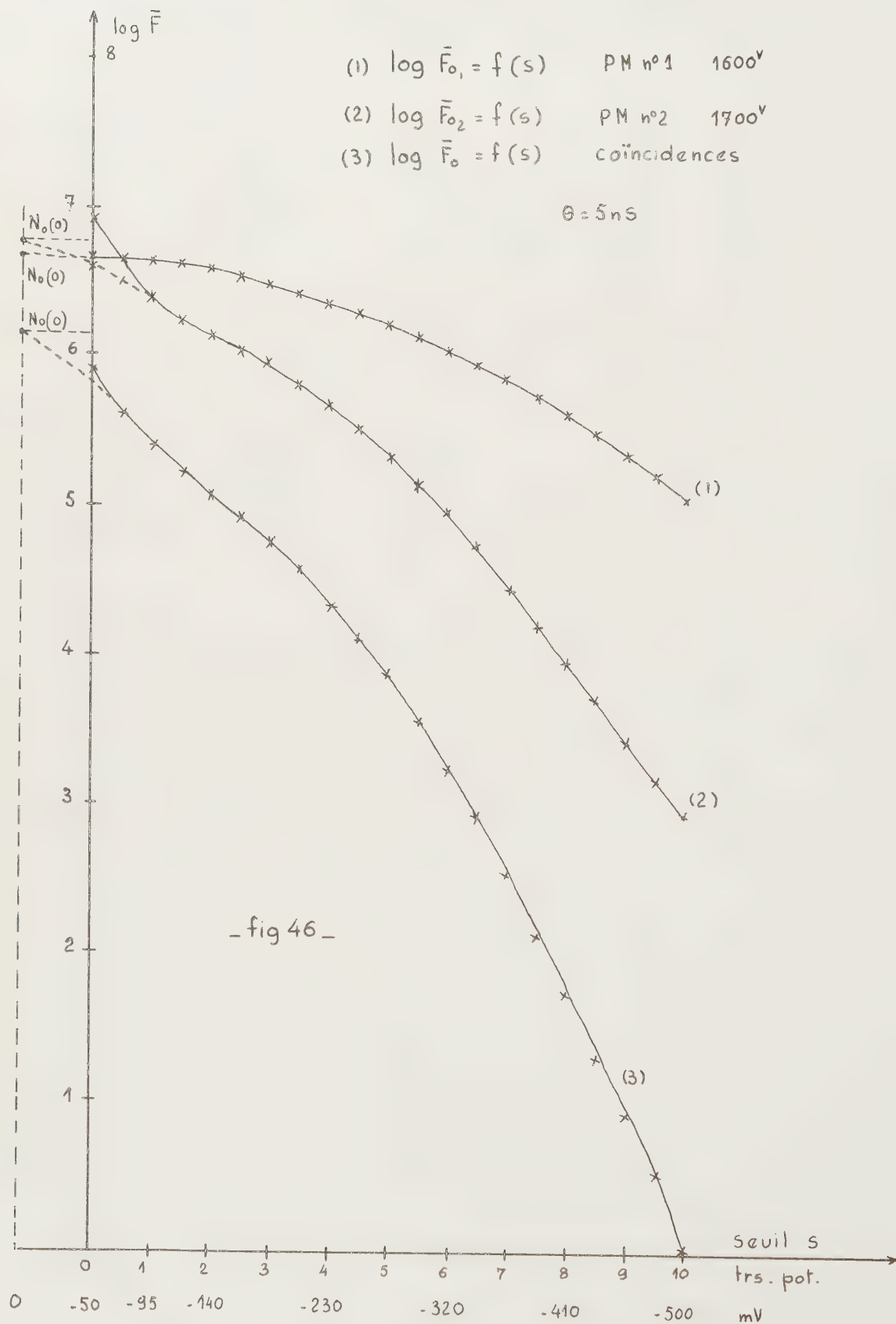
$$\text{P.M. N}^\circ 1 : S = 7,5 \quad \text{HT: } 1600 \text{ V}$$

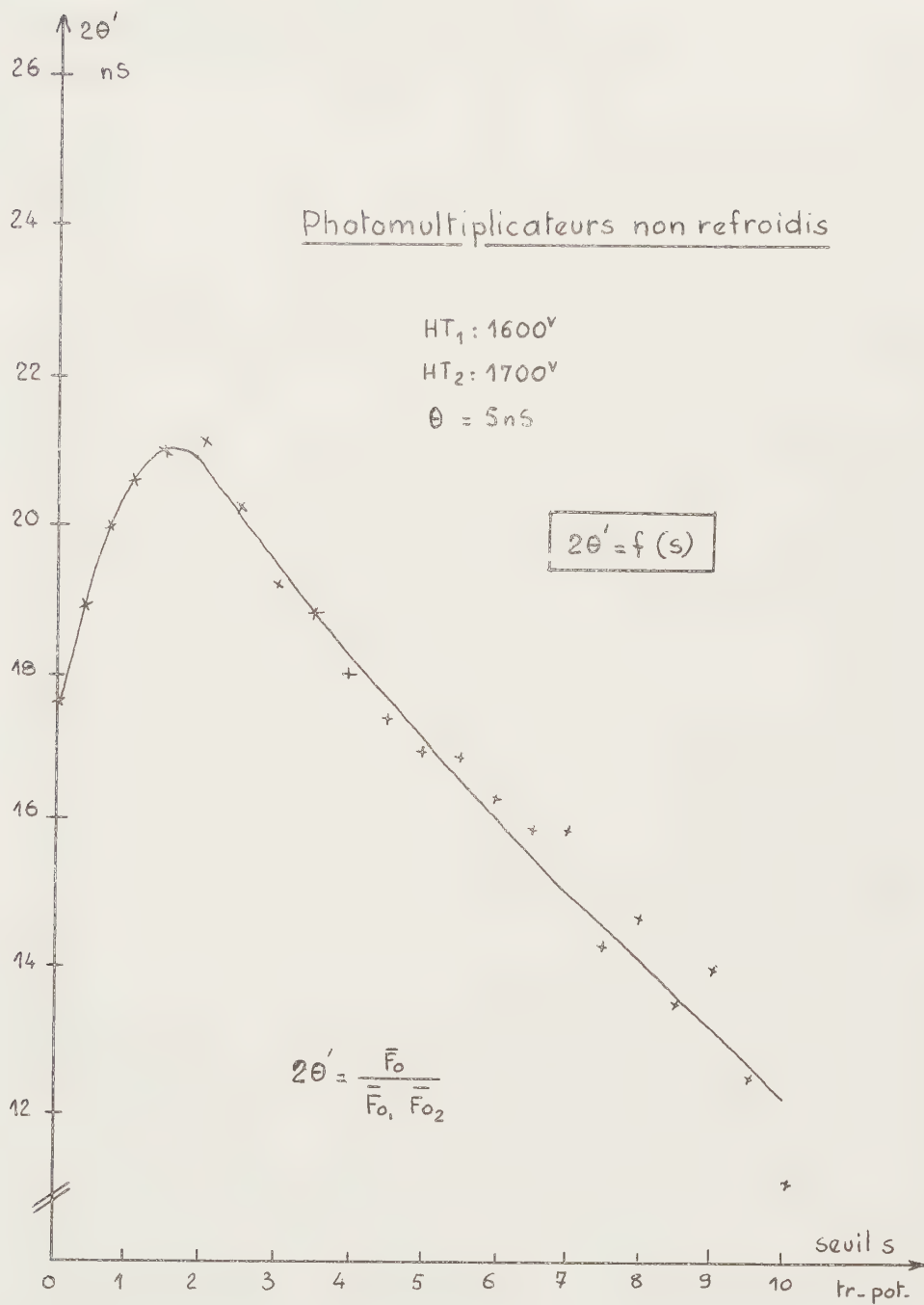
$$\text{P.M. N}^\circ 2 : S = 4 \quad \text{HT: } 1700 \text{ V}$$

-fig 45-



Photomultiplicateurs non refroidis +21°C





-fig 47-

c) Etude de la répartition intégrale des impulsions d'obscurité

Nous avons étudié au chapitre I.7 la loi donnant la répartition intégrale des impulsions d'obscurité et on a trouvé :

$$F_o(V_o) = \frac{N_o(V_o)}{N_o(0)}$$

$N_o(0)$ représentant le nombre d'impulsions obtenu pour un seuil nul.

Le nombre $N_o(0)$ est obtenu par extrapolation à partir des graphiques de la fig.46. Nous aurons, de ce fait, une certaine imprécision sur ce nombre $N_o(0)$

Pour n'avoir que les répartitions intégrales dues aux photomultiplicateurs, nous avons fait la différence entre les résultats trouvés au tableau 43 et ceux du tableau 42, en admettant en première approximation que les conditions de fonctionnement restent les mêmes.

Pour le P.M. n°1 $N_o(0) \# N_o(-50mV) \# 5.10^6$ Hz

Pour le P.M. n°2 $N_o(0) \# N_o(-50 mV) \# 6.10^6$ Hz

Pour les coïncidences $N_o(0) \# 10^6$ Hz

Nous avons tracé les graphiques (fig.48) représentant :

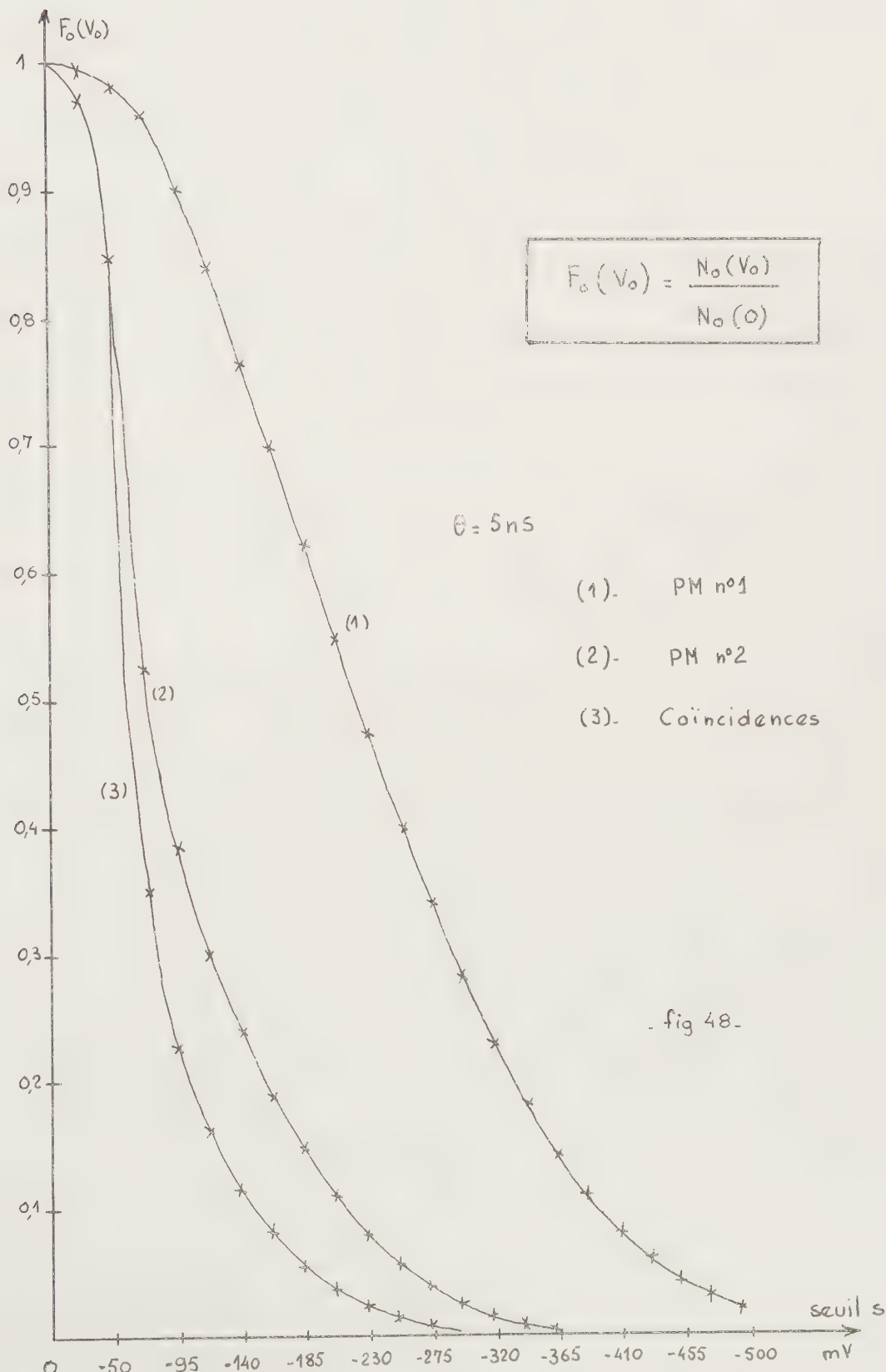
$F_o(V_o)$ pour le P.M. n°1

$F_o(V_o)$ pour le P.M. n°2

$F_o(V_o)$ pour les coïncidences

Répartition intégrale des impulsions d'obscurité

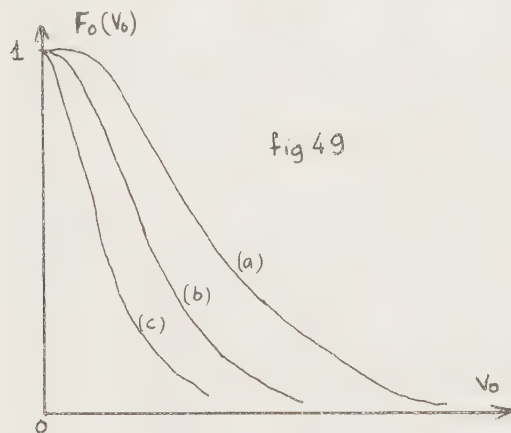
Photomultiplicateurs non refroidis +21°C



Interprétation des courbes de la figure 48

On remarque que nous n'avons pas les mêmes répartitions pour les deux photomultiplicateurs. Par contre, la loi de répartition intégrale des impulsions d'obscurité en coïncidences dépend de la loi de répartition intégrale pour le photomultiplicateur n°2 qui donne le plus petit nombre d'impulsions.

Pour chaque dynode, on peut tracer cette répartition intégrale $F_O(V_O)$. Cette étude a été conduite par M. Morton⁽³⁶⁾ et M. Eberhart⁽⁴¹⁾ qui ont étudié les photomultiplicateurs à photocathode de type S20. Ils ont supprimé l'émission de la photocathode en la portant au potentiel de la première dynode. Les courbes obtenues sont données fig. 49.



(a): $F_O(V_O)$ observé pour le courant d'obscurité anodique avec l'ensemble des dynodes et de la photocathode

(b): $F_O(V_O)$ de ce même courant mais en supprimant la photocathode

(c): $F_O(V_O)$ en supprimant la photocathode et la première dynode

A chaque dynode correspond une courbe de répartition. L'allure de cette courbe se modifie d'ailleurs légèrement quand le nombre d'étages qui suivent la dynode considérée diminue. On conçoit qu'en supprimant les premières dynodes, le nombre d'impulsions inférieures à un seuil V_O ne peut que diminuer pour un intervalle de temps donné.

En affectant chaque distribution d'un coefficient proportionnel à l'émission thermoélectronique de l'électrode considérée, on obtient la courbe relative de l'ensemble.

Si on désigne par $P_K, P_1, P_2, \dots, P_n$, la probabilité que la photocathode K et les dynodes 1, 2, ..., n ont d'être à l'origine d'une

impulsion et par $F_K(V_0)$, $F_1(V_0)$, $F_2(V_0)$... $F_n(V_0)$ les répartitions correspondantes, on a un rapport ρ qui sera :

$$\rho(V_0) = \frac{P_K F_K(V_0)}{P_K F_K(V_0) + P_1 F_1(V_0) + P_2 F_2(V_0) + \dots + P_n F_n(V_0)}$$

ρ désigne le pourcentage d'impulsions provenant de la photocathode par rapport au nombre total.

Lorsque le seuil V_0 augmente, les fonctions $F_n(V_0)$, $F_{(n-1)}(V_0)$, $F_1(V_0)$ deviennent faibles par rapport à $F_K(V_0)$ et

$$\rho(V_0) \text{ tend vers } 1$$

M. Haye⁽²⁸⁾ a vérifié expérimentalement que la courbe $F_1(V_0)$ relative à toutes les dynodes montre que la contribution de $\frac{N_1}{N_6}$ de celles-ci devient faible très rapidement quand le seuil augmente.

Les auteurs précité ont montré expérimentalement que les impulsions dûes à un électron émis par la photocathode ont la même distribution qu'elles soient d'origine photoélectrique ou thermoélectrique. Le résultat est assez naturel; dans les deux cas, l'énergie de l'électron à la sortie de la photocathode est faible par rapport à celle que lui communique le potentiel de l'optique d'entrée (espace cathode, 1^{ère} dynode)

Répartition dérivée des impulsions

Beaucoup d'auteurs^{(41) (42)} dont Morton⁽³⁶⁾ admettent que la distribution des électrons secondaires obéit approximativement à la loi de Poisson : si un électron frappe une dynode dont le coefficient moyen de multiplication est $\bar{S}$, la probabilité d'obtenir z électrons secondaires est donnée par :

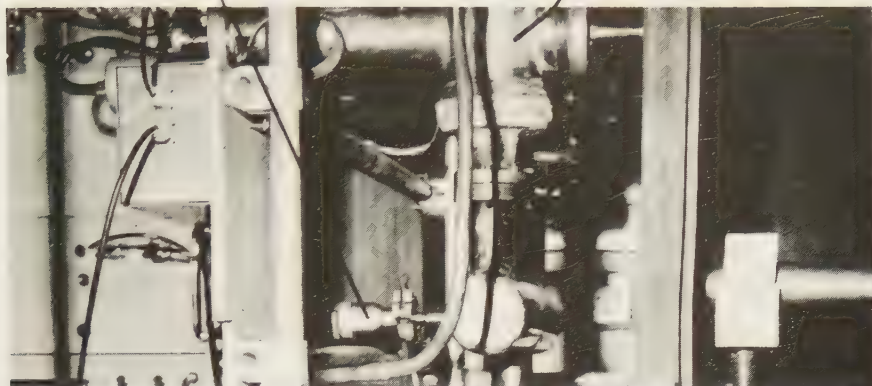
$$P(z) = \frac{e^{-\bar{S}} \bar{S}^z}{z!}$$

Le problème devient complexe pour n étages et Lombard et Martin ⁽⁴²⁾ ont vérifié ceci à l'aide d'un ordinateur I.B.M.709

Cependant, pour établir une théorie plus complète du processus de détectage des photons, il faudra faire intervenir un terme correctif tenant compte de cette distribution des électrons secondaires.

Detecteur de fuite

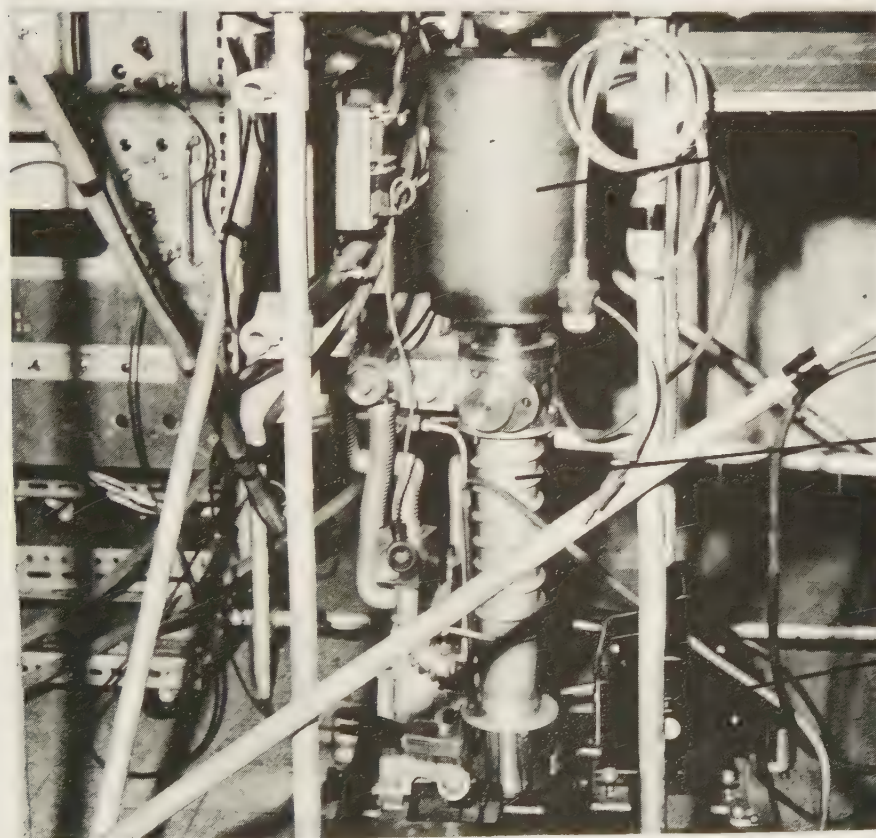
Réfrigérateur



Piège à azote
liquide

Pompe secondaire

Pompe
primaire

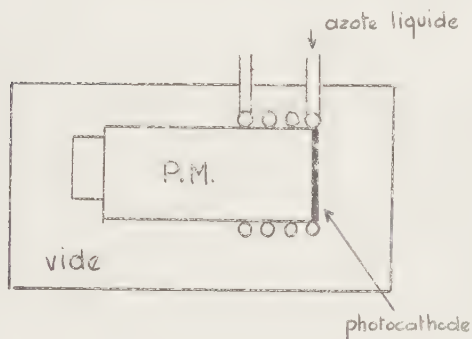


- Groupe de pompage - Réfrigérateurs -

IV. ETUDE DU REFROIDISSEMENT DES PHOTOMULTIPLICATEURS

Nous désirons porter la photocathode du P.M. a une température aussi basse que possible pour diminuer au maximum les électrons primaires de bruit. Pour cette étude, nous avons tenu compte des résultats publiés par Nakamura et Schwartz (53)

IV.1. PRINCIPE DU REFROIDISSEMENT



Nous plaçons le P.M. dans un serpentin dans lequel circule de l'azote liquide. L'ensemble se trouve placé dans une enceinte où règne un vide de l'ordre de 10^{-5} mm Hg pour éviter toute condensation de vapeur d'eau sur la photocathode du P.M.

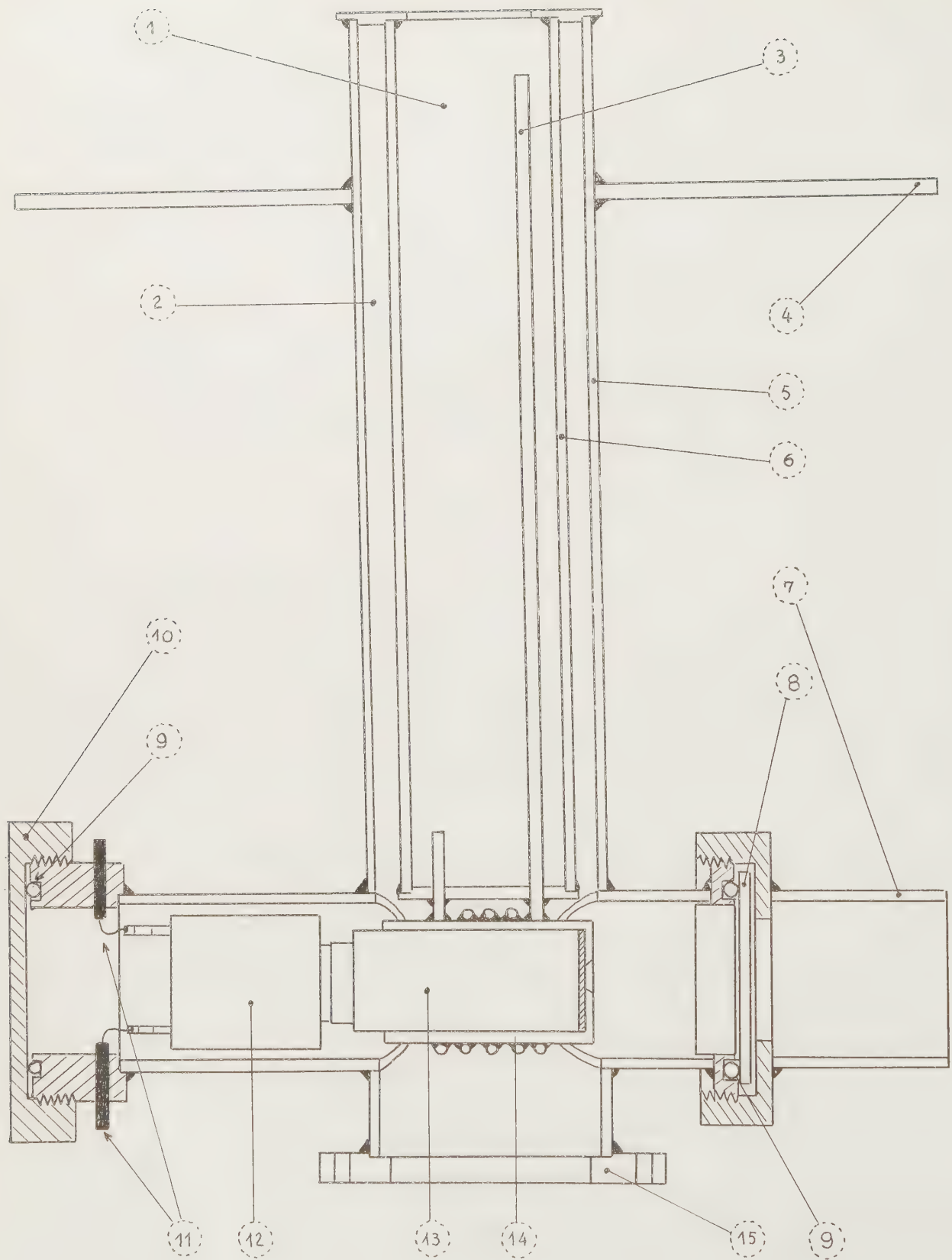
IV.2. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DE CE TYPE DE REFROIDISSEMENT

Certains expérimentateurs préfèrent remplacer le vide par une atmosphère d'azote sec (du type R). Il est plus difficile d'avoir de l'azote bien sec qu'un bon vide.

Le vide, dans notre cas, est facilement obtenu grâce à un groupe de pompage Beaudouin (pompe primaire + pompe secondaire à diffusion)

Les pertes thermiques sont très faibles.

Par contre, à cause du vide très poussé, nous avons eu de très grandes difficultés pour assurer un bon contact thermique entre le serpentin et le P.M. Nous sommes obligés de laisser 0,5mm de jeu sur le diamètre du serpentin afin de pouvoir par la suite changer facilement de P.M.



- Réfrigérateur à azote liquide - fig 50.

IV.3. MONTAGE MECANIQUE DU P.M. (fig. 50)

Nous avons réalisé un réfrigérateur à azote liquide qui se compose :

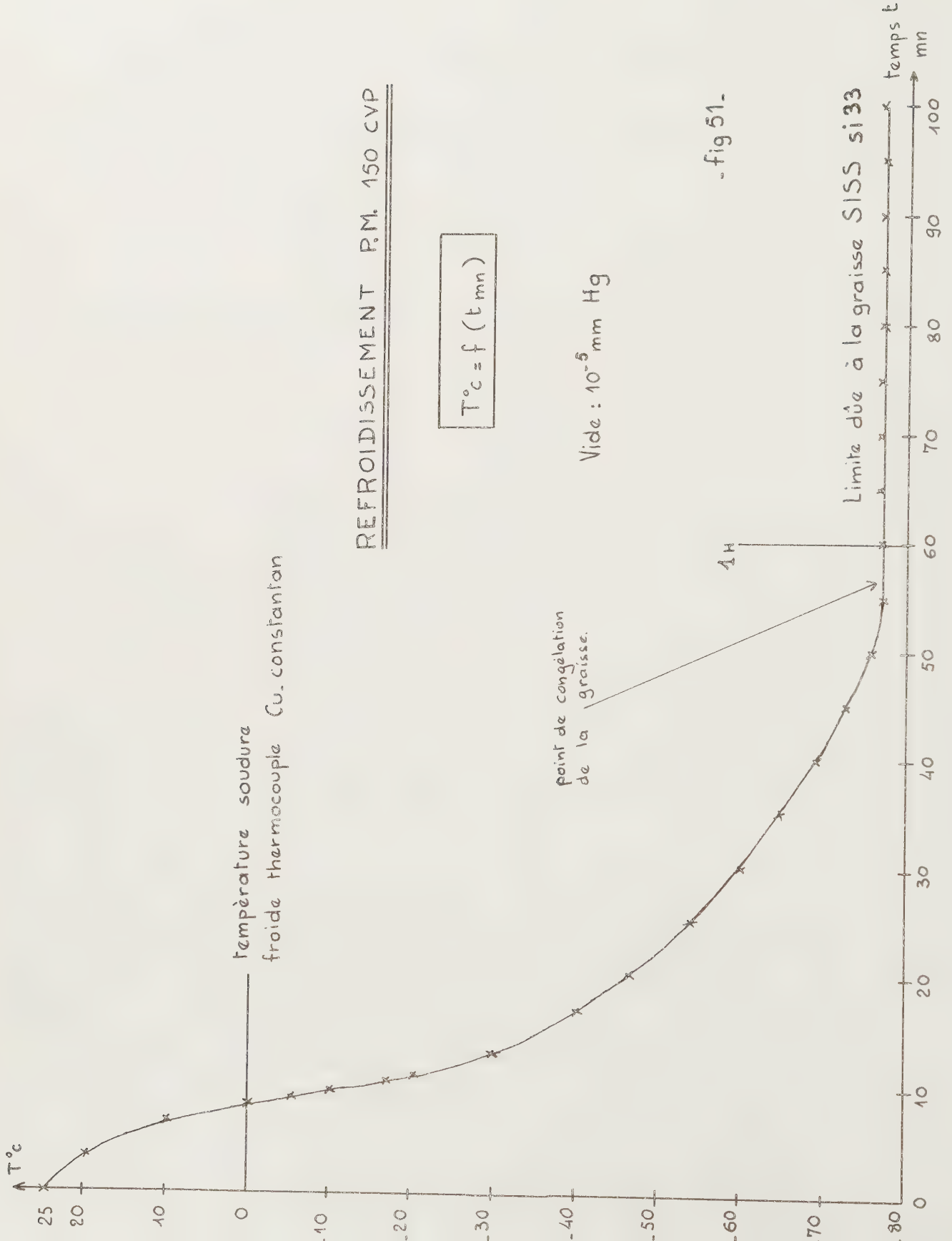
- 1 - azote liquide
- 2 - vide de l'ordre de 10^{-5} mm Hg
- 3 - serpentín en cuivre
- 4 - court-circuit thermique afin d'éviter des condensations de vapeur d'eau en 7
- 5 - paroi extérieure en inox (Ugine 304)
- 6 - paroi intérieure en inox (Ugine 304)
- 7 - manchon en laiton pour éviter d'avoir de la lumière parasite
- 8 - galet en verre (épaisseur : 5mm)
- 9 - joints toriques pour l'étanchéité de l'ensemble
- 10 - partie démontable afin d'accéder au P.M.
- 11 - sorties H.T. et anode (fiches BNC avec joint d'étanchéité)
- 12 - câblage du pont diviseur de tension sur circuit imprimé
(voir figure 50)
- 13 - photomultiplicateur automatiquement centré par 14
- 14 - manchon de cuivre afin d'assurer le contact thermique entre le serpentín et le P.M.
- 15 - bride se raccordant au piège à azote liquide -groupe de pompage-

Contact thermique

La bague de cuivre (14) est conçue de manière à refroidir le maximum de surface de la photocathode. Elle sert également à centrer le faisceau lumineux.

Pour assurer un bon contact thermique entre la photocathode et la bague (14), nous avons placé entre les deux, de la graisse au silicone (SISS) dont la température minimum est aux environs de -70°C . Nous protégeons ainsi, par une fausse régulation en température, la soudure cathode-ampoule du P.M.

Nous avons mesuré, à l'aide d'un thermocouple, la température de la photocathode (courbe fig. 51)



-fig 51-

Sorties électriques (figure 52)

Les résistances à oxydes métalliques se trouvant dans le vide (même portées à une température voisinant 0°C) ont une très mauvaise convection naturelle. Nous avons dû les surdimensionner : en puissance et elles font toutes 1^{W}

Pour éviter tout dégazage ou dépôt, après un temps relativement long de fonctionnement (1 semaine) sur le câblage, nous l'avons moulé dans l'araldite (qui a une très bonne tenue au vide). De plus, ce moule joue le rôle d'un radiateur, malgré sa faible conduction thermique.

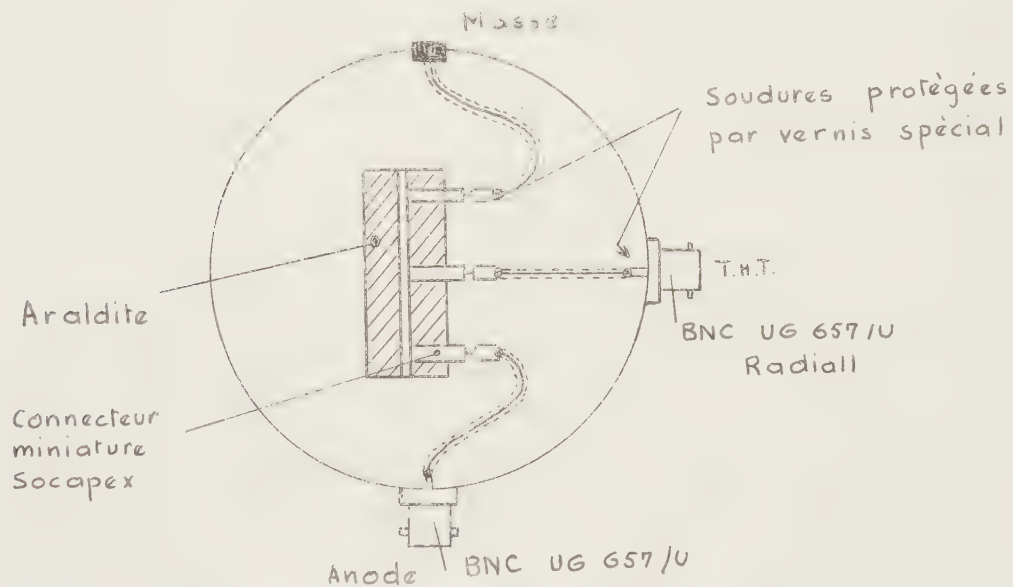


fig. 52

IV.4. RELEVES DES IMPULSIONS DE BRUIT DES PHOTOMULTIPLICATEURS

REFROIDIS (tableau n°53)

Les photomultiplicateurs travaillent dans l'obscurité:

Après un temps d'une heure environ (stabilisation de la température au niveau de la photocathode à -70°C) nous relevons la fréquence des impulsions de bruit en fonction du seuil s

Nombre de mesures : pour chaque pointé : 8

Temps de chaque mesure : $T = 2 \text{ s}$

$\tau = 5 \text{ ns}$

$\tau = 0 \text{ ns}$ pour les coïncidences

Les relevés sont donnés tableau n°53.

PM n°1 : 1600^{V}

PM n°2 : 1700^{V}

$T = 2 \text{ s}$ $\bar{F}$ en Hz -

Moyenne sur 8 mesures

IV.4.1. Etude du facteur k

Nous avons défini ce facteur k comme étant le rapport :

$$k = \frac{\text{fréquence moyenne des impulsions de bruit à } +21^{\circ}\text{C}}{\text{fréquence moyenne des impulsions de bruit à } -70^{\circ}\text{C}}$$

Ce facteur k est donné par comparaison entre le tableau 43 et le tableau n°53 et il nous indique l'excellent fonctionnement des réfrigérateurs.

Nous n'obtenons pas les mêmes facteurs k_1 et k_2 . Nous avons inversé les photomultiplicateurs dans les réfrigérateurs. Nous avons obtenu cette même différence, donc elle est imputable aux photomultiplicateurs et non aux réfrigérateurs.

IV.4.2. Etude des impulsions de bruit (fig. 54)

D'après les relevés donnés tableau 53, nous avons tracé pour chaque photomultiplicateur et pour les coïncidences : $\log \bar{F} = f(s)$

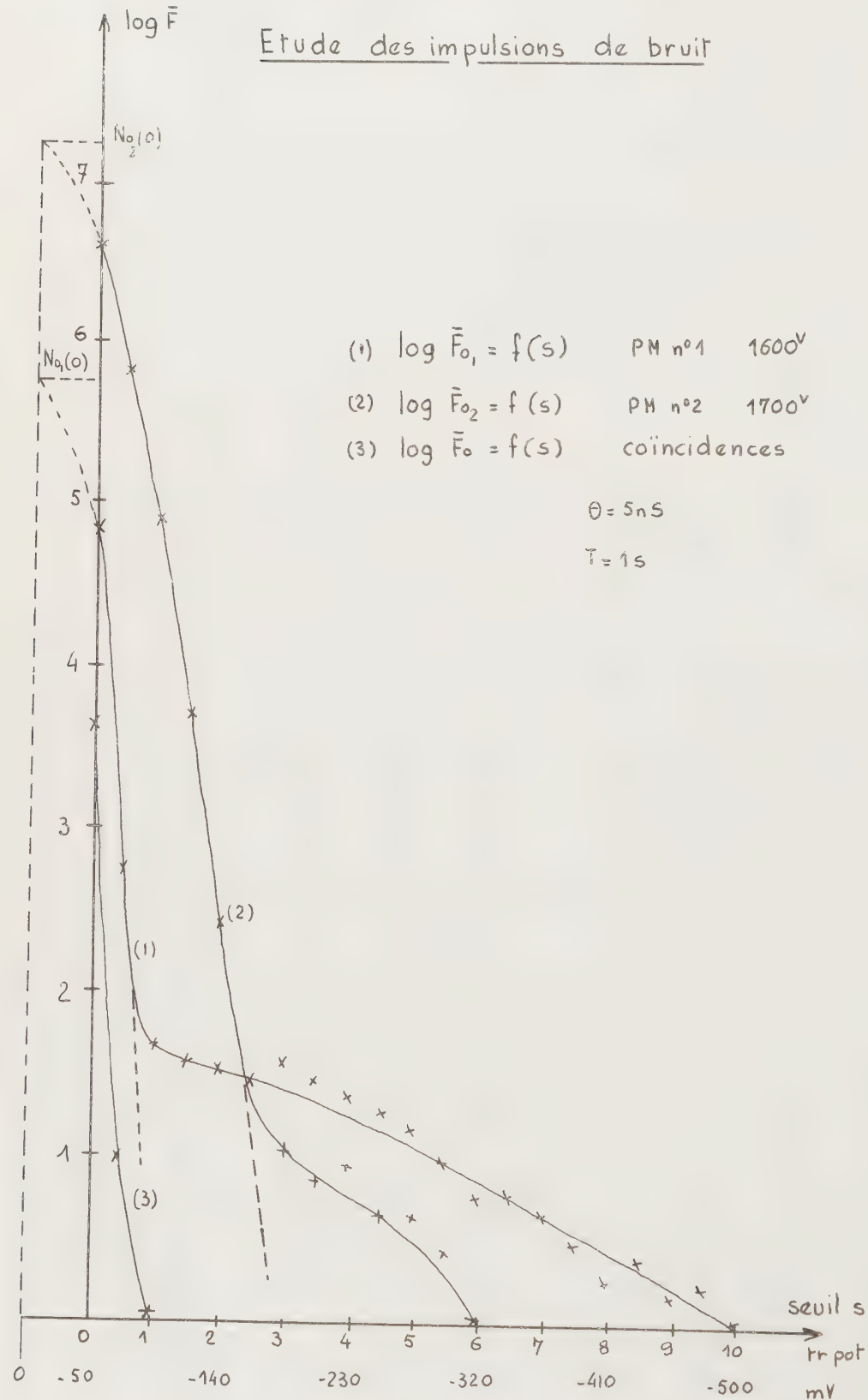
s étant le seuil du discriminateur à seuil.

Tableau 53

Seuils		$\bar{F}_{o1}$ en Hz			$\bar{F}_{o2}$ en Hz			$\bar{F}_o$ en Hz		θ 'nS
pot	s mV	+ 21°C	-70°C	k1	+ 21°C	-70°C	k2	+21°C	- 70°C	
0	- 50	5 I98840	I0279I	50	95879I0	3849006	3	820240	48II	6,8
0,5		48686I0	709	6,8 10^3	4270420	925314	5,7	385340	10	7,2
1	- 95	45087I0	58	7,7 10^4	2536390	I07898	25	237I80	1	X
1,5		4I72I20	47	0,8 10^5	I867460	7298	2,5 10^2	I666I0	0	X
2	- 140	3842350	42	0,9 10^5	I488060	357	4 10^3	I20I70	0	X
2,5		3485I90	3I	1 10^5	II97900	28	4 10^4	84330	0	X
3	-I85	3I24760	40	0,8 10^5	989070	I3	9 10^4	56I70	0	X
3,5		276I360	3I	0,9 10^5	695350	8	8,6 10^4	35800	0	X
4	-230	2408000	26	1 10^5	500870	I0	5 10^4	2I820	0	X
4,5		2055850	19	1 10^5	344490	5	6,8 10^4	I2I30	0	X
5	-275	I730380	16	1 10^5	225800	6	3,7 10^4	6650	0	X
5,5		I429380	I2	1,1 10^5	I39850	3	4,6 10^4	3370	0	X
6	-320	II56570	7	1,6 10^5	85II0	1	8,5 10^4	1605	0	X
6,5		9I3I80	7	1,3 10^5	487I0	0	$\nearrow$	7II	0	X
7	-365	7I5890	5	1,4 10^5	26700	0	$\nearrow$	3Q5	0	X
7,5		545940	3	1,8 10^5	14960	0	$\nearrow$	117	0	X
8	-410	409990	2	2 10^5	8I25	0	$\nearrow$	49	0	X
8,5		30I800	2	1,5 10^5	4434	0	$\nearrow$	18	0	X
9	-455	2I8020	1	2,1 10^5	2459	0	$\nearrow$	8	0	X
9,5		I58I40	1	1,5 10^5	1443	0	$\nearrow$	3	0	X
							$\nearrow$			

- Photomultiplicateurs refroidis -70°C -

Etude des impulsions de bruit

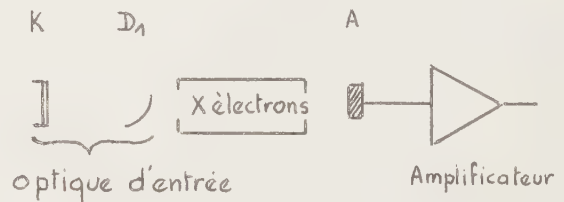
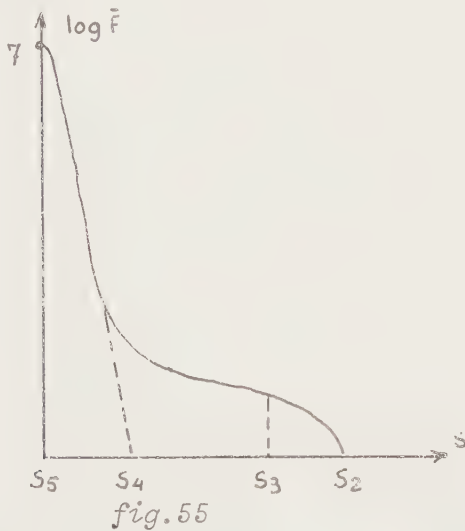


Nous n'avons pas tracé les répartitions intégrales des impulsions d'obscurité pour les photomultiplicateurs refroidis, car l'incertitude sur $N_0(0)$ est trop grande comme l'indique la *fig.54*.

Nous ne pouvons calculer θ' que pour deux valeurs du seuil, donc $\theta' = f(s)$ n'a pu être également tracée.

D'après les courbes de la *fig.54*, on peut essayer de retrouver l'origine des impulsions de bruit.

Considérons les *figures 55 et 56*.



Nous numéroterons les valeurs du seuil dans l'ordre indiqué sur la *figure 55*

$s_5 \leq s < s_4$ le bruit a pour origine :

- le préamplificateur (d'après le tableau 42, on constate que s_4 correspond à 1 pour le préamplificateur de la voie A, et à 2 pour le préamplificateur de la voie B)
- . le multiplicateur d'électrons
- . l'optique d'entrée du photomultiplicateur
- . la photocathode

$S_4 < S < S_3$ le bruit a pour origine :

- . l'optique d'entrée
- , la photocathode

Les électrons provenant de la photocathode et de l'optique d'entrée sont moins nombreux, donc l'agitation thermique au niveau du multiplicateur est moins grande puisque son élévation en température est plus faible. (dûe aux électrons émis par la photocathode et l'optique d'entrée)

Le refroidissement a fortement diminué les électrons émis par la photocathode et l'optique d'entrée.

Les électrons émis par le multiplicateur sont peu nombreux et comme ils se situent à peu près au milieu du photomultiplicateur, ils seront amplifiés suivant un gain faible (voir Chapitre III.4.2)

$S_3 < S < S_2$ le bruit a pour origine : la photocathode

Pour le photomultiplicateur n°2, on arrive à supprimer presque totalement ces impulsions cathodiques pour un seuil correspondant à 320mV

Pour le photomultiplicateur n°1, il faut un seuil plus important qui est voisin du seuil maximum soit 500 mV

Nous avons fait une étude sur 8 photomultiplicateurs du type 150CVP et nous avons trouvé une grande dispersion dans les caractéristiques de bruit.

Pour certain, nous n'avons pas pu supprimer toutes les impulsions cathodiques de bruit, même pour le seuil le plus élevé (-500 mV)

Cette dispersion se retrouve sur le gain et sur les temps de transit.

Sur les 8 photomultiplicateurs, nous en avons sélectionné deux, pour lesquels les fréquences de bruit et les gains, pour une même haute tension d'alimentation, étaient à peu près identiques.

Cependant, pour la courbe de coïncidences, on peut toujours trouver un seuil pour lequel on n'a pratiquement plus de coïncidences. Dans le cas présent, il correspond à peu près au seuil défini par les préamplificateurs.

Ceci est très important, car cela va nous permettre d'étudier les plus lumineux avec un seuil s voisin de 95 mV, donc d'être sûr de ne pas perdre de coïncidences vraies dûes aux photons corrélés.

Remarque -

Pour les courbes $\log \bar{F}_1$ et $\log \bar{F}_2$, il existe des asymptotes verticales pour des seuils $= 6$, et > 10

Réfrigérateur

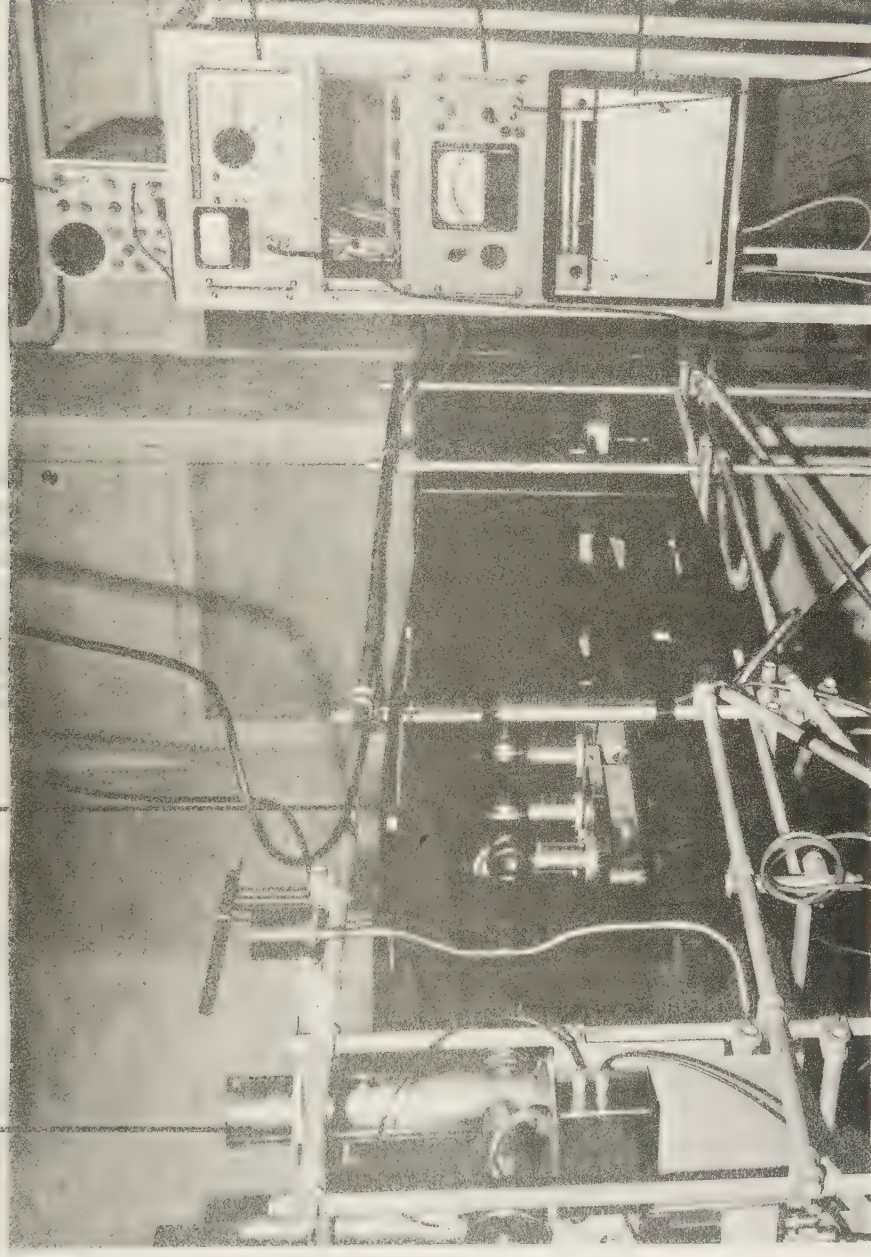
Séparatrice

Oscilloscope de contrôle source

Alimentation de
la lampe au Cd

Alimentation PM3
(contrôle source)

Enregistreur pour
le contrôle de la
source



- Montage optique - Alimentation de la lampe au Cd -

V. ETUDE D'UNE LAMPE AU CADMIUM

Pour vérifier les résultats théoriques trouvés au Chapitre I ainsi que le bon fonctionnement de notre montage, nous avons étudié l'émission lumineuse d'une lampe au Cadmium.

Le schéma du montage optique est donné par la *figure 57* Il comprend :

- une alimentation continue basse tension (120^V) fort courant (1^A)
On ne peut pas alimenter la lampe au Cadmium à partir d'un transformateur, sans cellule de filtrage, car la lumière se trouve modulée à la fréquence du secteur, modulation qui nous donnerait des coïncidences vraies à la sortie du corrélateur numérique.
- une lampe au Cadmium qui fournit plusieurs raies notamment :
 - . une raie rouge à $6438,4 \overset{\circ}{\text{\AA}}$ d'où l'emploi d'un filtre rouge
 - . des raies vertes ou bleues à $5085,8 \overset{\circ}{\text{\AA}}$ et $4799,9 \overset{\circ}{\text{\AA}}$
 - . une raie violette à $4678,2 \overset{\circ}{\text{\AA}}$et plusieurs raies satellites, mais de faibles énergies.

Cette lampe au Cadmium n'est pas monomode, voir remarque chapitre V.3.8, mais fournit de nombreux modes qui entraînent un taux de coïncidences fortuites important.

Pour diminuer le nombre de modes, on place deux diaphragmes distants entre eux d'une longueur $l = 50 \text{ cm}$, et d'ouverture la plus faible possible ($d_1 = d_2 = 0,5 \text{ mm}$ au minimum)
Lorsque d_1 et d_2 sont égaux à $0,5 \text{ mm}$, la source fournit peu de modes, par contre, l'intensité lumineuse est très faible.
Nous avons fait une étude en fonction du diamètre des diaphragmes.

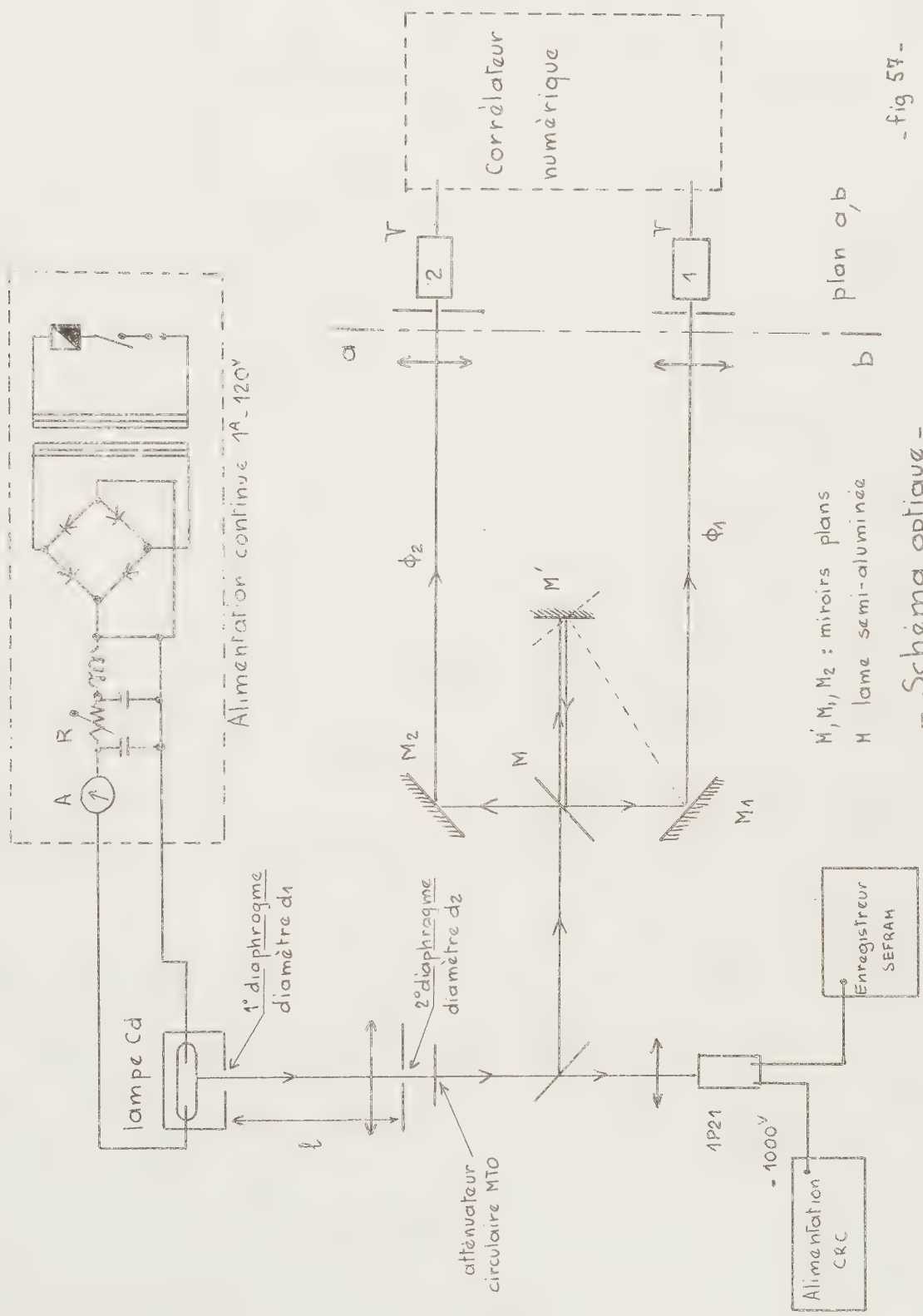
- un photomultiplicateur 1P21

Ce photomultiplicateur contrôle la stabilité de la source, et servira à stabiliser le flux lumineux par l'intermédiaire de l'atténuateur qui peut-être associé à un moteur.

Ce photomultiplicateur sert également à étalonner les flux lumineux Φ_1 et Φ_2 , dans le plan a, b de la *figure 57*

- le montage optique étudié au chapitre I.8
- le corrélateur numérique

le schéma du corrélateur numérique est donné par la *figure 13*



- fig 54 -

- Schema optique -

V.I. ETUDE D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR ASSOCIE A UN AUTOCORRELATEUR

Nous désirons connaître la largeur de la courbe donnant la réponse (*fig.6* Chapitre I.4) d'un système à coïncidences retardées à un seul détecteur.

On intercale, pour ce montage, la ligne à retard entre une entrée du circuit ET et le tiroir de mise en forme (discriminateur); l'autre entrée étant reliée directement à la même sortie du circuit de mise en forme. Les signaux se partagent au niveau du circuit ET puisque on attaque deux entrées différentes.

Nous avons fait cette étude pour les deux photomultiplicateurs avec et sans flux lumineux.

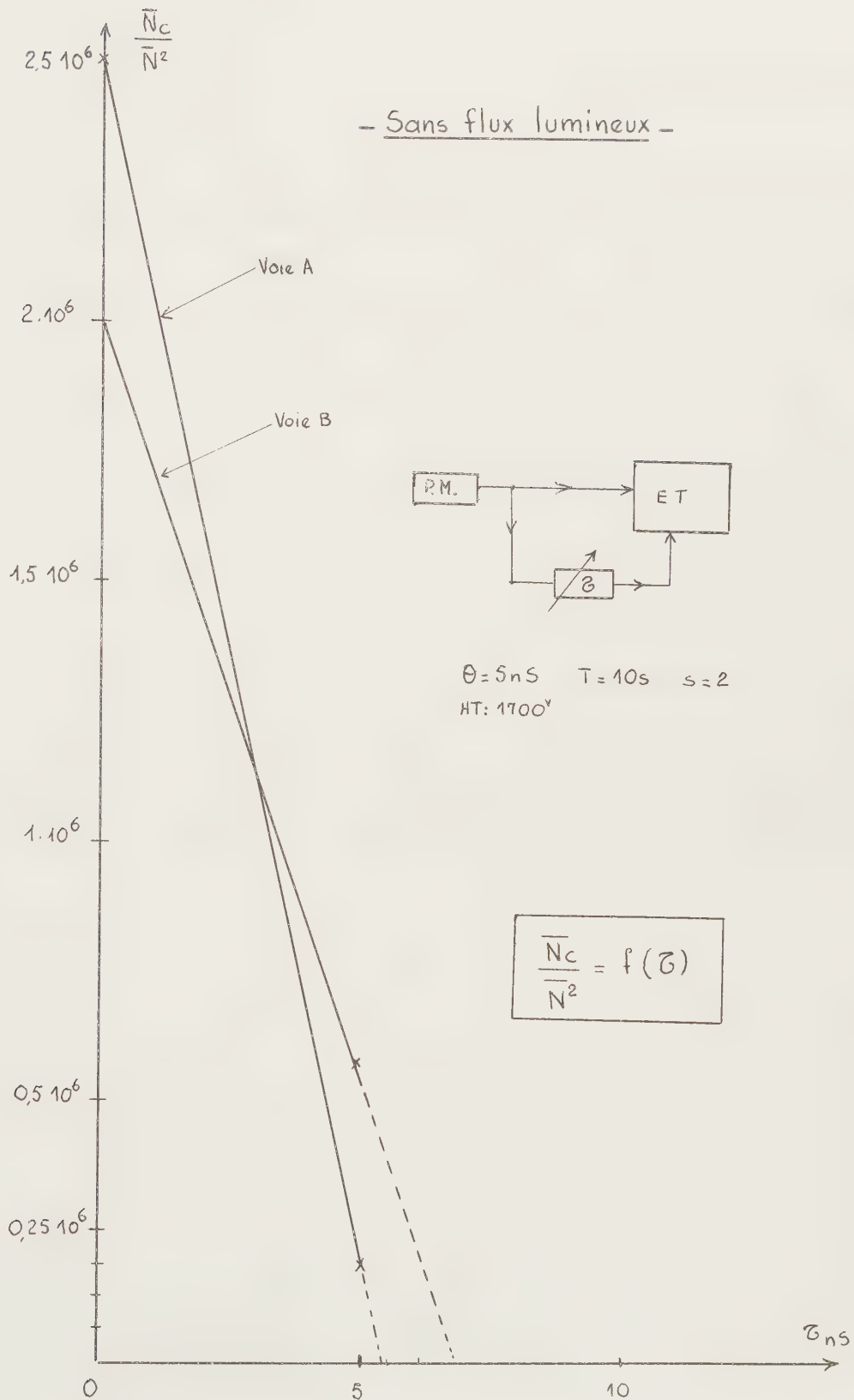
V.I.1. Sans flux lumineux

Les courbes relevées sont données *fig.58*.

Voie A : nous avons coïncidence totale pour $\tau = 0$. Ceci est, par la nature même du montage, normal. La demi largeur de cette courbe est de $+ 6\text{nS}$, donc $2\theta = 12\text{nS}$. Nous vérifions ainsi que cette voie a un fonctionnement correct.

Voie B : nous avons également pour $\tau = 0$, des coïncidences totales. Nous obtenons une caractéristique identique à celle de la voie A.

Remarque. Pour $\tau = 0$ et $\tau = +5\text{nS}$, nous n'avons que deux pointés pour tracer la courbe. On peut supposer que pour $\tau = +2\text{nS}$ par exemple, nous avons également des coïncidences totales.



- fig 58 -

V.I.2. Avec un flux lumineux

Les résultats sont donnés *fig.59 et fig.60.*

Nous obtenons les mêmes résultats que ceux relevés *fig.58.*

RESE 62

cette expérience nous permet de vérifier :

- que le temps de résolution avec les détecteurs est de:

$$2 \theta = 12 \text{ nS}$$

résultat trouvé à l'aide d'un générateur (Chapitre II)

- qu'il n'y a pas de retard introduit entre la sortie du discriminateur et l'entrée du système à coïncidences.

Cependant elle ne nous permet pas de vérifier :

. que le montage est rigoureusement symétrique.

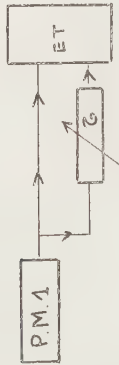
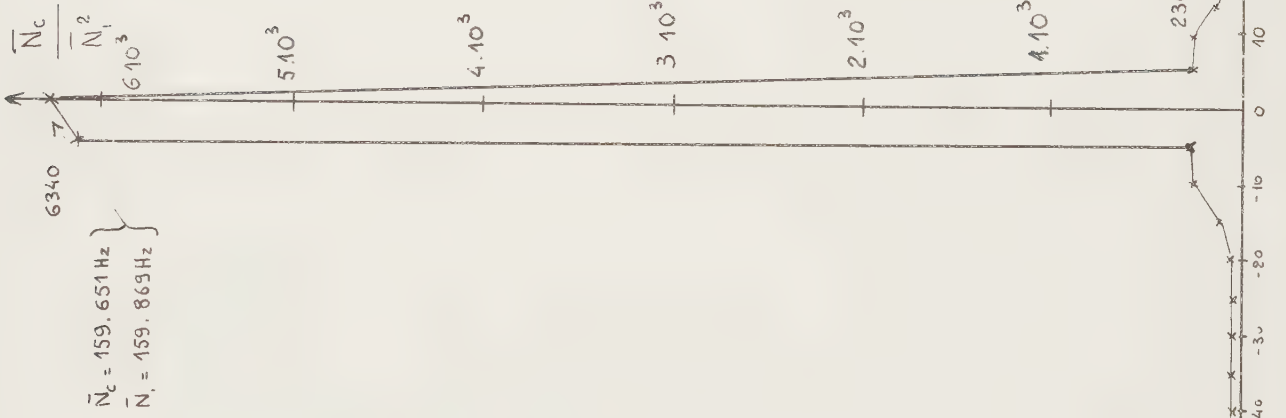
. lorsque $\tau = 0$, il ne nous est pas possible de connaître les différents retards existant entre les photocathodes et le circuit à coïncidences.

. Les relations théoriques établies au Chapitre I

Lampe au Cd. 0,8^A

$$\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_i^2} = f(\tau)$$

- fig 59 -



- $T = 1 \text{ s}$ $s = 2$
- Filtre rouge (gélatine)
- $l = 50 \text{ cm}$
- $d_1 = d_2 = 7 \text{ mm}$
- $HT = 1700 \text{ V}$

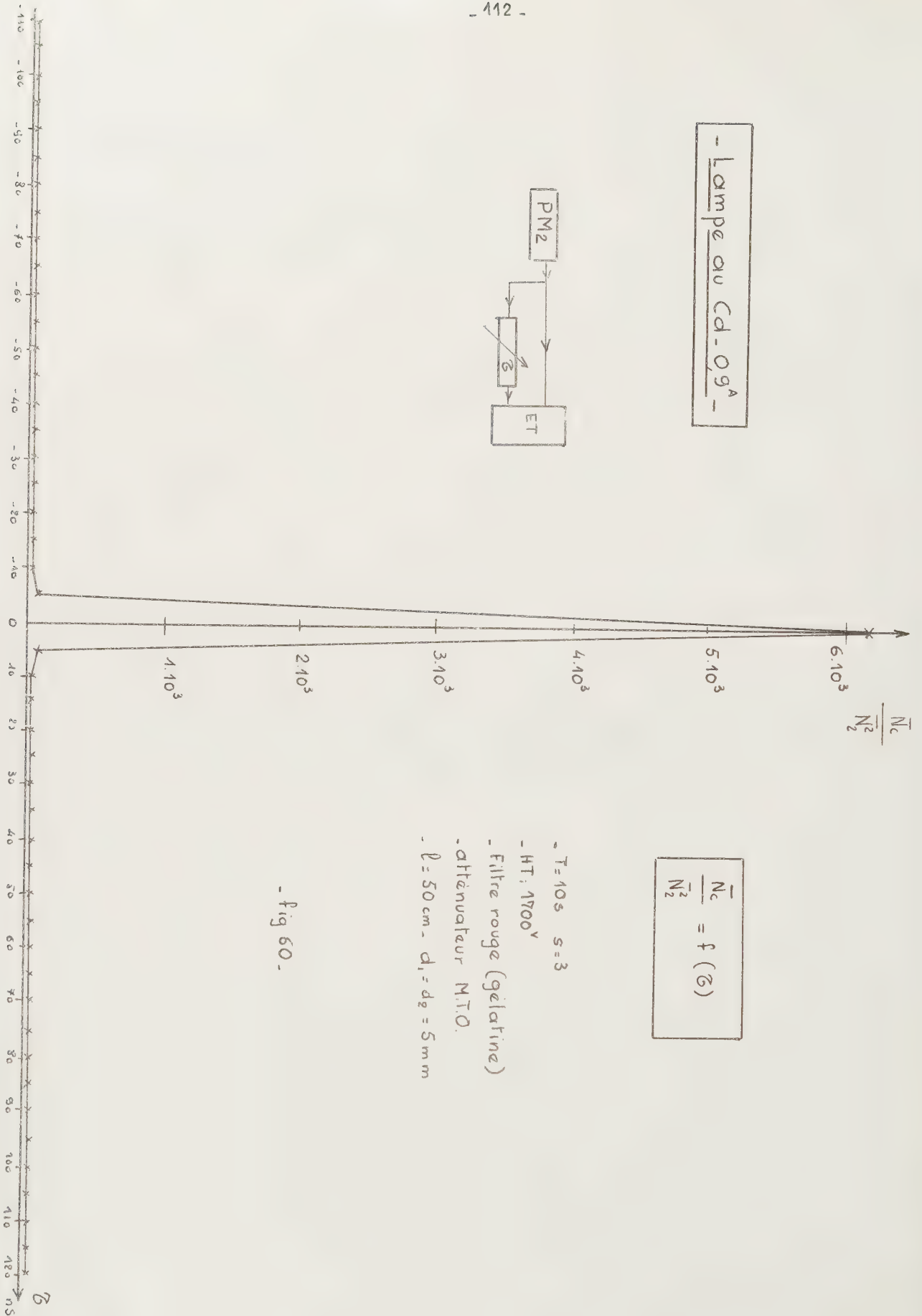
- Lampe au Cd-0,9^A -



$$\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_2} = f(\mathcal{G})$$

- $T = 10s$ $s = 3$
- HT: 1700^V
- Filtre rouge (gelatine)
- atténuateur M.T.O.
- $\ell = 50cm$ $d_1 = d_2 = 5mm$

- fig 60 -



V.2. ETUDE DE LA REPARTITION INTEGRALE DES IMPULSIONS DUES AUX FLUX LUMINEUX

Le tableau n° 61 donne les relevés de $\bar{N}_1$, $\bar{N}_2$ et $\bar{N}_C$ en fonction du seuil s des discriminateurs à seuil. Dans ce tableau, nous donnons également le calcul de : $2 \theta'$ qui est égal à :

$$2 \theta' = T \frac{\bar{N}_C}{\bar{N}_1 \bar{N}_2}$$

Nous avons donné *figure 63* la courbe $2 \theta' = f(s)$

Avec le photomultiplicateur 1 P21, nous avons mesuré avec un enregistreur la dissymétrie des flux lumineux sur les deux voies et nous avons trouvé :

$$\Phi_1 = \frac{\Phi_1}{\Phi_2} \quad \text{avec} \quad \Phi_1 + \Phi_2 = \Phi$$

Nous avons tracé, *figure 62*, les courbes :

$$\begin{aligned} \log \bar{N}_1 &= f(s) \\ \log \bar{N}_2 &= f(s) \\ \text{et } \log \bar{N}_C &= f(s) \end{aligned}$$

Nous devrions trouver des taux de comptage constants en fonction du seuil. Les résultats trouvés peuvent s'expliquer par le mécanisme du multiplificateur d'électrons, qui n'a pas le même gain pour tous les photoélectrons. Ce gain varie en fonction de l'angle d'incidence suivant lequel arrive les impulsions cathodiques, et des pertes de collection peuvent se produire. En extrapolant les courbes de la *figure 62*, nous avons relevé :

$$\begin{aligned} N_{o1}(0) &\text{ pour le P.M. n°1} \\ N_{o2}(0) &\text{ pour le P.M. n°2} \\ N_o(0) &\text{ pour les coïncidences} \end{aligned}$$

ce qui nous a permis de donner *figure 65* les répartitions intégrales des impulsions dues aux flux lumineux:

$$F_{o1}(V_o) = \frac{N_{o1}(V_o)}{N_{o1}(0)} \quad ; \quad F_{o2}(V_o) = \frac{N_{o2}(V_o)}{N_{o2}(0)} \quad ; \quad F_o(V_o) = \frac{N_o(V_o)}{N_o(0)}$$

ce qui nous a permis de vérifier les résultats théoriques annoncés au chapitre I.7 (*fig. 10*).

Tableau n°61

Lampe au Cadmium 0,8^A

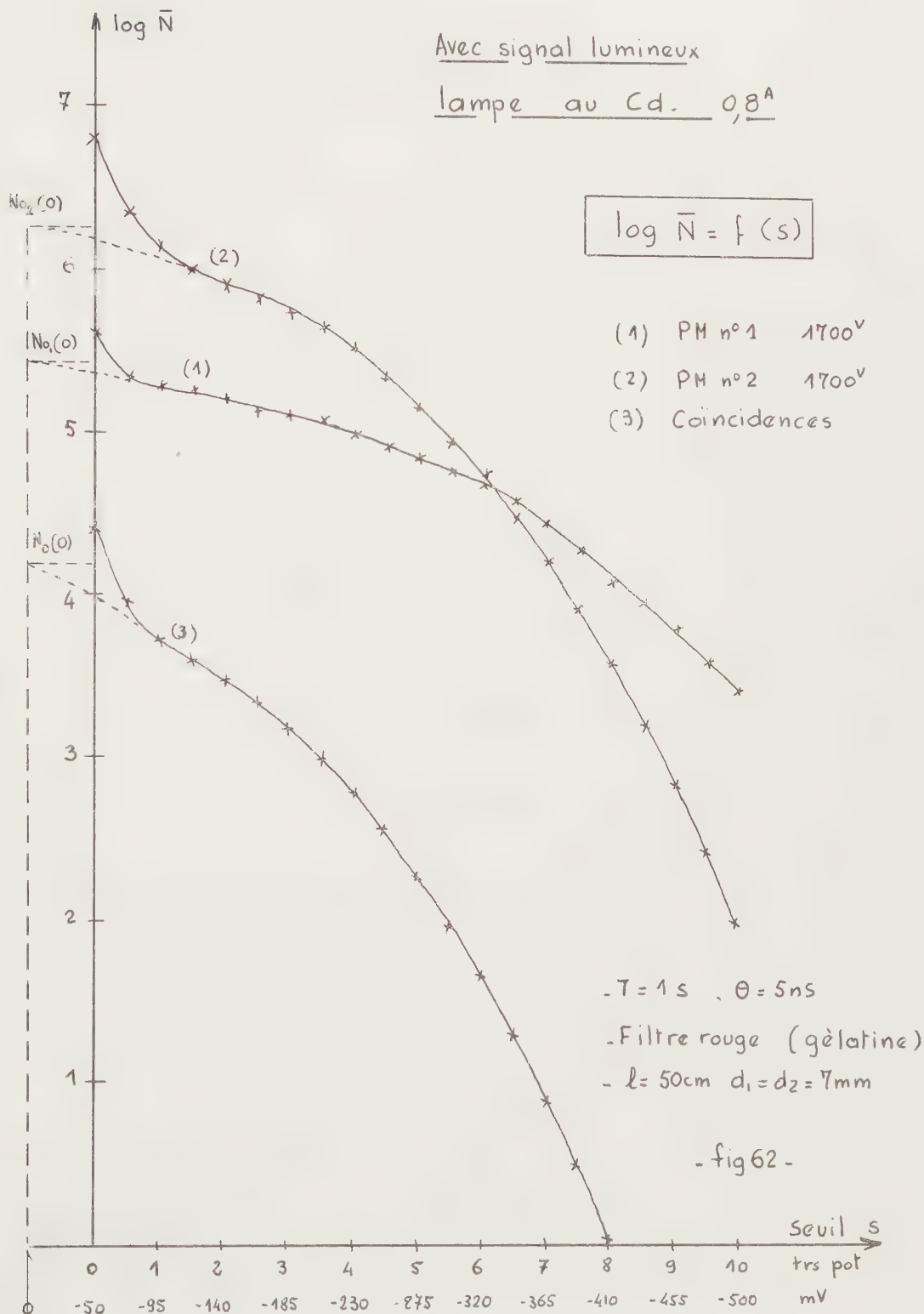
T = 1s - θ = 5 nS

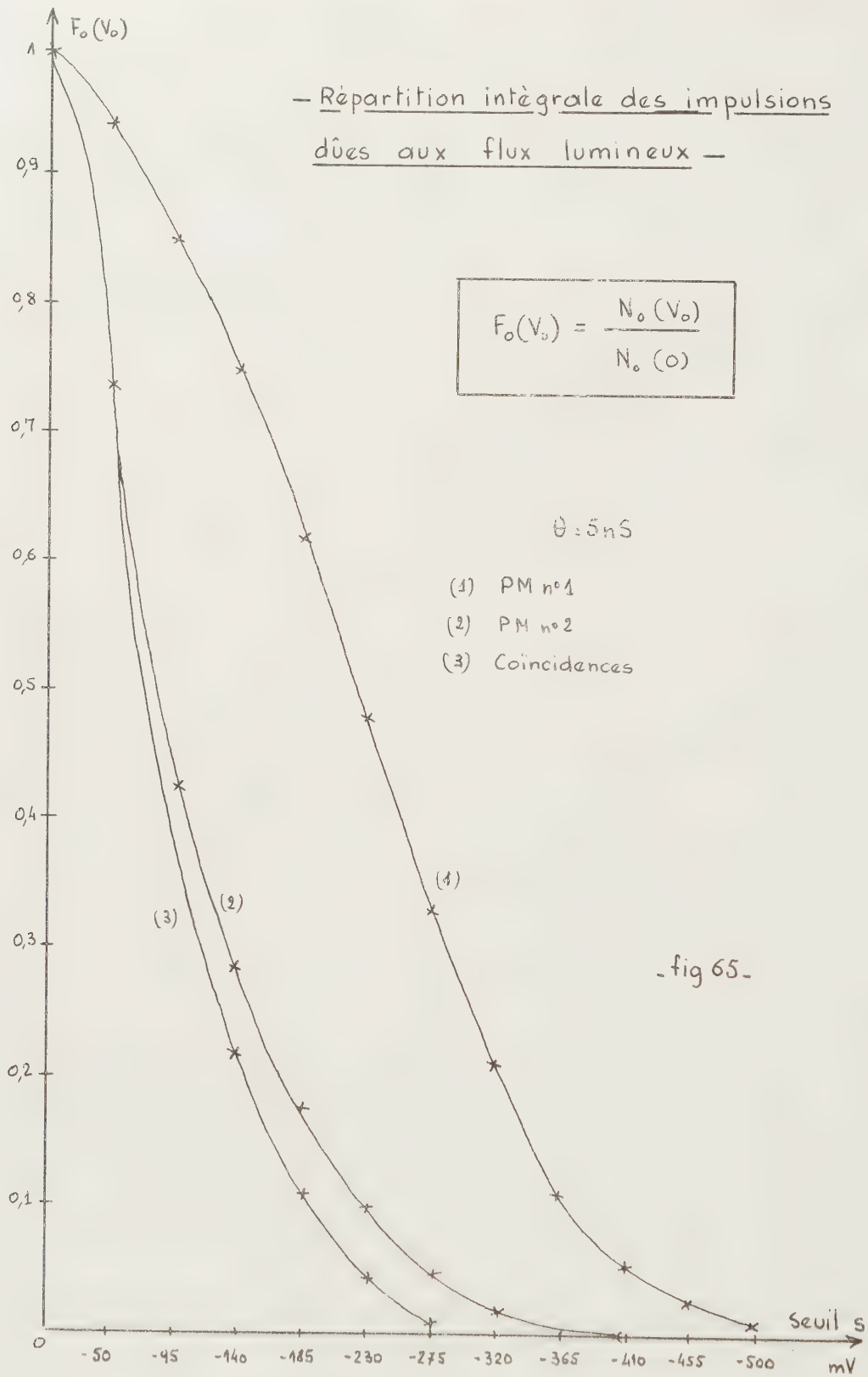
PM n°1 : 1600^V - PM n°2 : 1700^V

8 Mesures

s	2 θ '	PM n°1 1600 ^V		PM n°2 1700 ^V		Coïncidences	
tr	nS	Bruit Fo1	Lumière $\bar{N}$	Bruit Fo2	Lumière $\bar{N}$	Bruit Fo	Lumière $\bar{N}_c$
0	15,6	I02.79I	397.722	3.849.006	5.625.557	4.8II	34.922
0,5	18,2	709	203.000	925.8I4	2.297.8I7	IO	8.309
1	20,2	58	190.658	I07.898	1.285.8IO	1	4.995
1,5	22	47	I79.I33	7.298	1.022.488	0	3.903
2	2I,3	42	I67.7I8	357	857.232	0	3.057
2,5	20,2	31	153.780	28	703.515	0	2.I27
3	I9,6	40	I38.727	12	564.0IO	0	I.527
3,5	I8,4	31	I23.I45	8	433.402	0	985
4	I9,4	26	I07.259	10	3I8.8II	0	6I7
4,5	I7,7	19	90.798	5	220.934	0	35I
5	16,4	16	74.662	6	I44.425	0	I76
5,5	16,9	I2	6I.039	3	90.922	0	93
6	I3,8	7	48.236	1	57.I05	0	38
6,5	17,3	7	36.635	0	30.845	0	I9
7	15,6	5	27.302	0	I6.540	0	7
7,5	17	3	20.055	0	8.832	0	3
8		2	I3.942	0	4.3I2	0	1
8,5		2	9.556	0	1.598	0	0
9		I	6.304	0	662	0	0
9,5		1	3.998	0	264	0	0
10		1	2.667	0	I22	0	0

- Photomultiplicateurs refroidis (-70°C) -





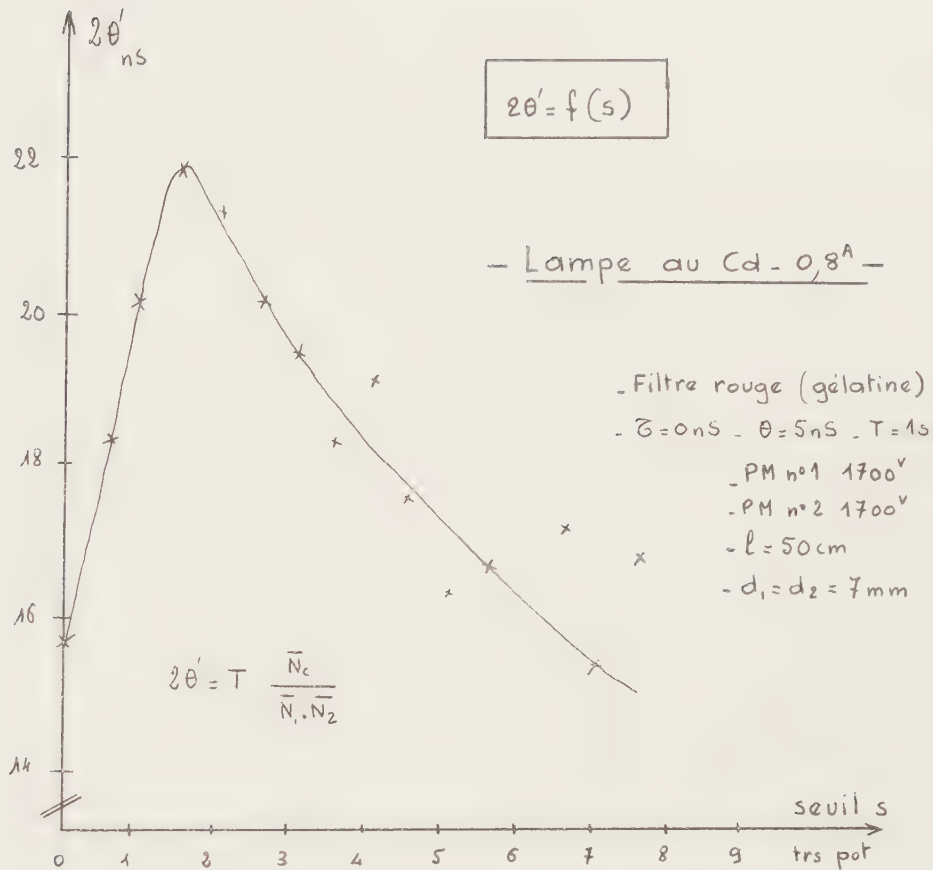


Figure 63

Interprétation physique de la courbe *figure 63*

La courbe passe par un maximum pour $s=2$. Si on compare, dans le tableau 61, les valeurs trouvées pour $\bar{F}_0$ et $\bar{N}_c$, pour $s \leq 2$, on peut en déduire que $2\theta'$ est imposé par les préamplificateurs.

Pour un seuil $s > 2$, les coïncidences ne sont dûes qu'aux photons. Lorsque le seuil s augmente, les coïncidences ne sont dûes qu'aux impulsions de grande amplitude générées par des photons et étant plus nombreuses que les impulsions de bruit.

V.3. RELEVÉ DE LA COURBE $\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$ EN FONCTION DU SEUIL s

V.3.1. Ouverture des diaphragmes maximum : $d_1 = d_2 = 7\text{mm}$

La source possède de nombreux modes

Le réseau de courbes est donné *figure 66*

Nous avons des flux relativement importants sur chaque photomultiplicateur du fait de l'ouverture des diaphragmes.

Pour chaque valeur du seuil des discriminateurs ($s_1 = s_2 = s$) on relève la courbe $\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$

On constate que lorsque l'on fait varier le seuil s on obtient :

$$s = 2$$

Nous n'avons que du bruit, celui-ci étant surtout dû aux bruits des préamplificateurs.

$$3 \leq s \leq 5$$

Nous obtenons deux maxima :

1er maximum à $\tau = -20 \text{ ns}$

2ème maximum à $\tau = -5 \text{ ns}$ $\Delta\tau = 15 \text{ ns}$

Pour un seuil $s = 5$, ces deux maxima sont égaux.

$$6 \leq s \leq 8$$

Nous obtenons 3 maxima :

1er maximum à $\tau = -20 \text{ ns}$

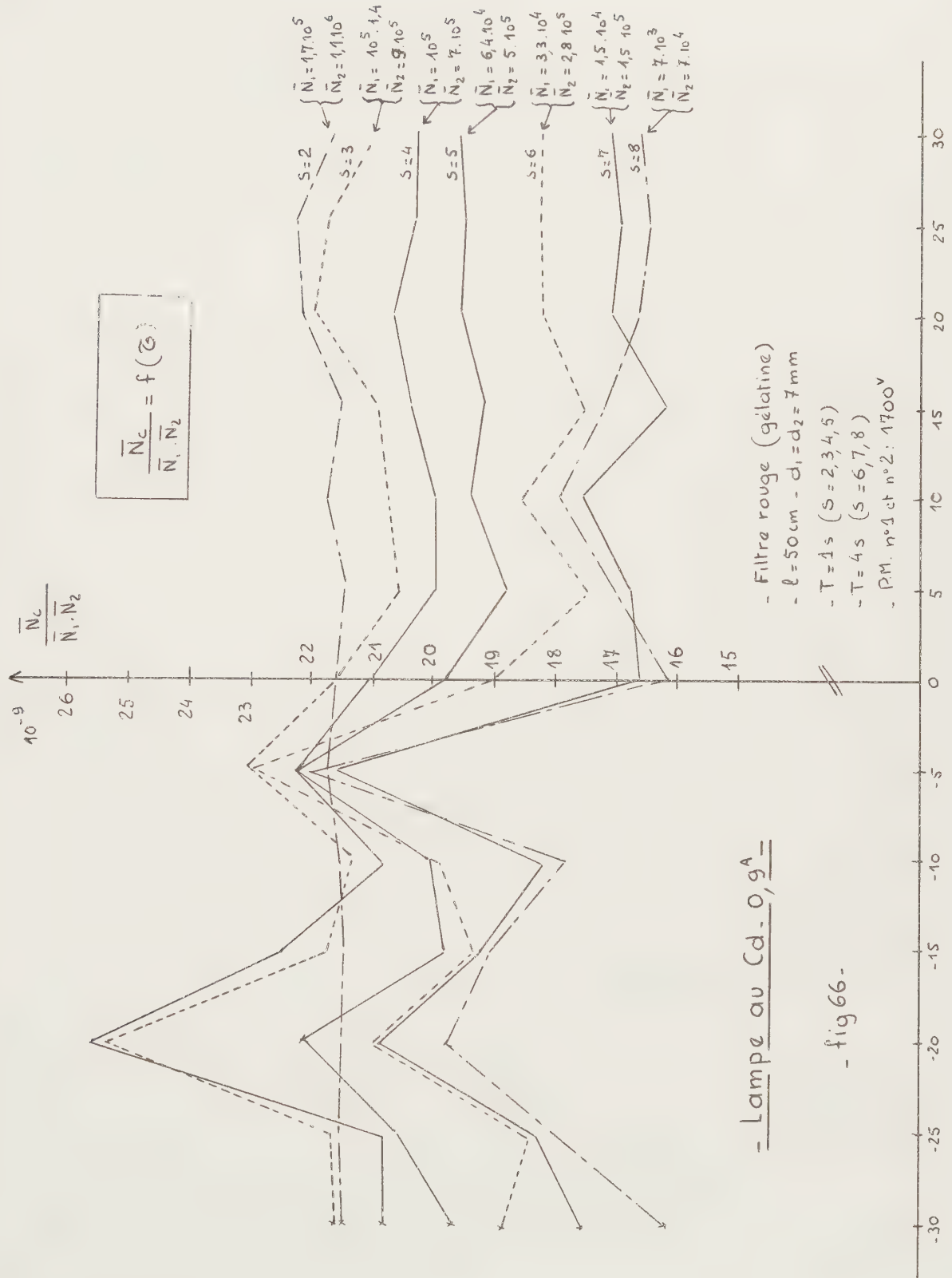
2ème maximum à $\tau = -5 \text{ ns}$ $\Delta\tau' = 15 \text{ ns}$

3ème maximum beaucoup moins marqué à $\tau = +10 \text{ ns}$ $\Delta\tau'' = 15 \text{ ns}$

avec $\Delta\tau' \neq \Delta\tau'' \neq 15 \text{ ns}$

Le premier maximum est moins important dans ce cas que celui obtenu pour $s = 5$

Le deuxième maximum, quelque soit s (avec $s \neq 2$) est à peu près constant.



Interprétations physiques des résultats de la figure 66

Nous pensons que, parmi ces trois maximas, certains sont dûs à des causes optiques ou électroniques.

Cependant le maximum se trouvant pour $\tau = -5$ ns est assez reproductible en fonction du seuil s et des mesures.

On constate qu'il devrait théoriquement se trouver pour $\tau = 0$ donc une certaine dissymétrie existe dans notre montage. Nous avons permuté les photomultiplicateurs, chapitre V.3.6, car il se peut que, si pour un photomultiplicateur, le faisceau est rigoureusement centré sur la photocathode, il n'en soit pas de même pour le second, ce qui nous donnerait une différence dans les temps de transit.

Pour un seuil $s=2$, les coïncidences vraies sont les mêmes que pour un seuil $s = 3$, mais elles sont de nombre trop faible devant les coïncidences fortuites dûes aux différentes impulsions de bruit.

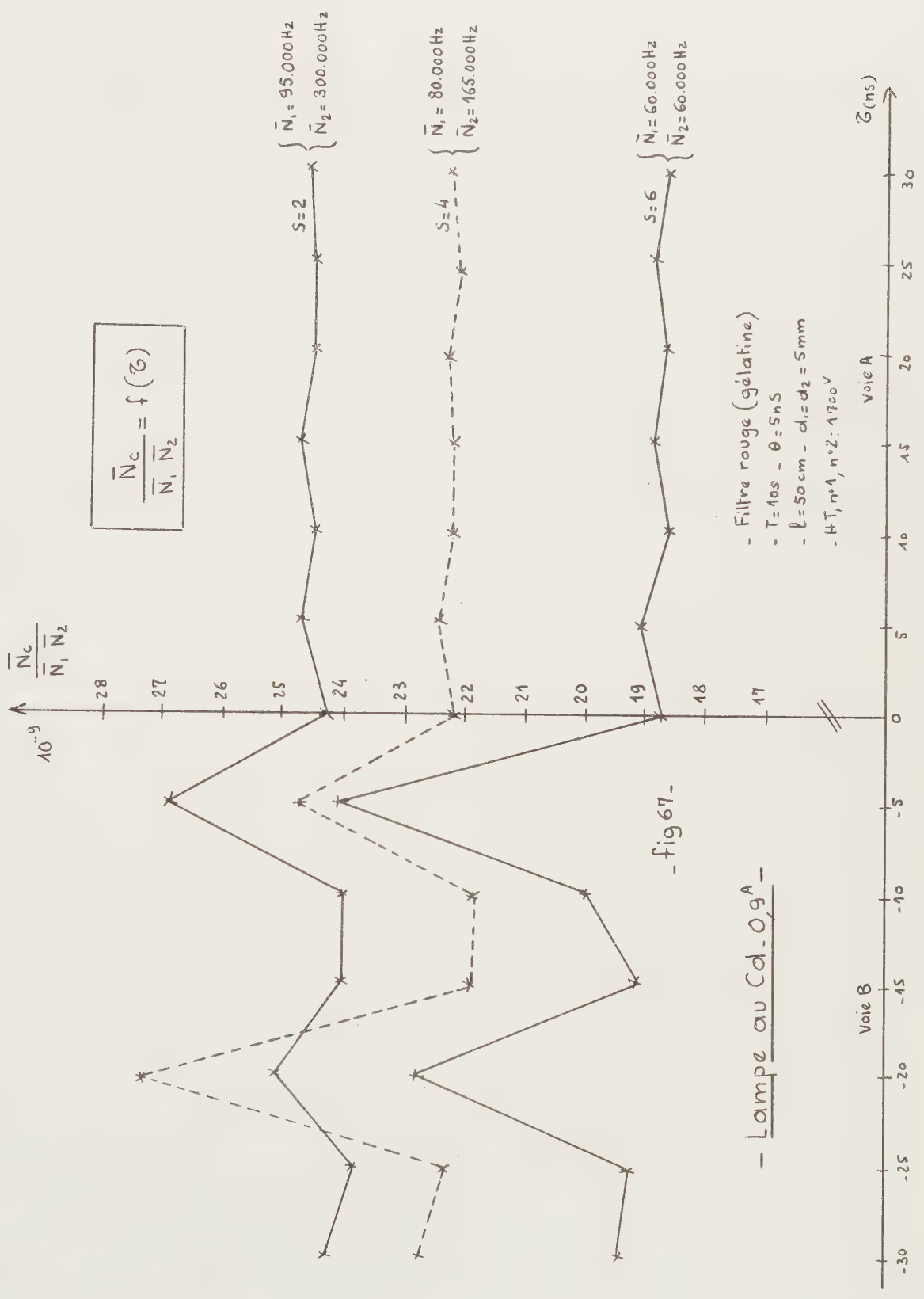
Les maximas pour $\tau = -20$ ns et $\tau = -5$ ns sont à peu près constants quelque soit le seuil (sauf $s = 2$) ce qui peut nous indiquer que les impulsions de très grandes amplitudes, provenant des photomultiplicateurs, sont les seules dûes à des photons. Les autres seraient dûes à des bruits, qui pourraient prendre naissance dans le multiplicateur à électrons de chaque photomultiplicateur, à l'apparition d'un photoélectron.

V.3.2. Ouverture diaphragme : $d_1 = d_2 = 5$ mm $T = 10$ s

Nous diminuons le nombre de modes, mais également l'intensité du flux lumineux. Nous sommes contraints d'augmenter le temps de comptage T et de le porter à $T = 10$ s

Les résultats sont donnés *figure 67*

On remarque, en comparant ces résultats avec ceux de la *fig. 66*, que nous avons toujours les deux maximas, et qu'ils sont beaucoup plus contrastés.



- fig 67 -

- Lampe au Cd-0,9A -

Dans le cas de la *figure 66*, nous n'avions que du bruit pour un seuil $s = 2$. Au contraire, avec $d_1 = d_2 = 5\text{mm}$, nous avons le maximum à $- 5\text{ns}$ qui apparaît pour ce même seuil. Donc on peut en conclure que le nombre de modes trop important et par suite les coïncidences fortuites entre modes, nous supprimaient le maximum à $- 5\text{ns}$.

Nous ne pouvons plus faire le relevé $\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$ pour un

seuil $s > 6$, car même avec un temps de comptage $T = 10\text{ s}$, le nombre de coïncidences reste trop faible pendant la durée d'une mesure.

Il y aurait lieu d'allonger la durée des observations ce qui fera l'objet d'un travail ultérieur.

V.3.3. Calcul du nombre de coïncidences en fonction de l'ouverture des diaphragmes d_1 et d_2

Dans les mesures précédentes, nous avons pris le même seuil pour les deux photomultiplicateurs. Dans les mesures qui suivent, nous avons choisi les seuils minima pour lesquels nous n'avons pas d'impulsions dues aux préamplificateurs et nous avons trouvé :

P.M. n°1 : seuil $s_1 = 2$

P.M. n°2 : seuil $s_2 = 3$

Calcul du nombre de modes temporels : g_t

Il est donné par la relation :
$$g_t = \frac{T}{\delta}$$

où T est le temps de mesure (10 s dans nos expériences)

et δ le temps de cohérence de la source (0,8 ns pour une lampe au Cadmium)

$$g_t = 1,25 \cdot 10^9 \text{ modes temporels}$$

Calcul du nombre de modes spatiaux : g_s

Ce nombre de modes spatiaux est donné par la relation :

$$g_s = \frac{\Sigma_1 \Sigma_2}{l^2 \lambda^2}$$

où Σ_1 est la surface du diaphragme de diamètre d_1

Σ_2 la surface du diaphragme de diamètre d_2

l la distance entre les deux diaphragmes

λ la longueur d'onde de la raie lumineuse étudiée

($\lambda = 6438,4 \text{ \AA}$ avec un filtre rouge pour la lampe au Cadmium)

Nous avons fait différentes mesures en fonction de d_1 et de d_2

l est constant et égal à 50 cm.

a) $d_1 = 7\text{mm} \quad ; \quad d_2 = 5\text{mm}$

calcul de g_s :
$$g_s = \frac{\pi^2}{16} \frac{d^2, d_2^2}{l^2 \lambda^2}$$

$$g_s = 3.10^4 \text{ modes}$$

Le relevé de la courbe $\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$ est donné par la *figure 68*

Nous trouvons trois maxima à $\tau = 5 \text{ ns}$, $\tau = -20 \text{ ns}$ et $\tau = -35 \text{ ns}$

Ces trois maxima sont espacés entre eux de 15 ns.

La composante de bruit se situe autour de 23 ns

On constate également une certaine dissymétrie dans notre montage, car les trois maxima s'obtiennent pour des retards négatifs (ligne à retard dans la voie B)

L'ouverture des diaphragmes étant importante, nous avons pour

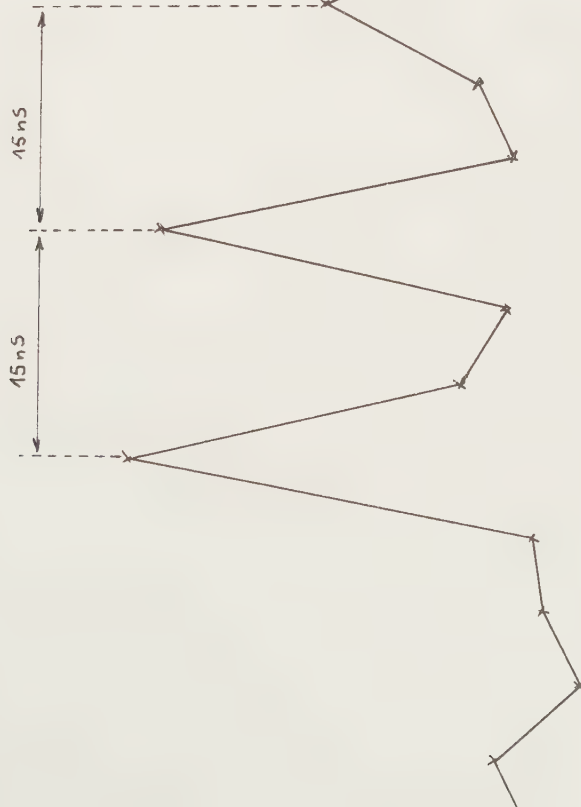
$\bar{N}_1$ et $\bar{N}_2$ des fréquences relativement élevées.

Le trajet optique pour ce relevé est de $2 \times 50 \text{ cm}$.

- Lampe au Cd-0,9^A -

$$\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$$

10^{-9}
 $\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2}$



$g_s = 3.10^4 \text{ modes}$

- $\bar{N}_1 = 17 \text{ kHz}$ - $\bar{N}_2 = 170 \text{ kHz}$
- $T = 10 \text{ s}$ - $d_1 = 7 \text{ mm}$ - $d_2 = 5 \text{ mm}$ - $\ell = 50 \text{ cm}$
- Filtre rouge (gélatine) -
- diaphragmes aux P.M.
- trajet optique : $2 \times 50 \text{ cm}$
- no 1 : $s = 2, 1700 \text{ V}$; no 2 : $s = 3, 1700 \text{ V}$



Fig 68 -

b) $\underline{d_1 = 3\text{mm} \quad ; \quad d_2 = 5\text{mm}}$

calcul de g_s

$g_s = 548 \text{ modes}$

le relevé de la courbe $\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$ est donné par la *figure 69*

Nous retrouvons les trois maximas situés pour

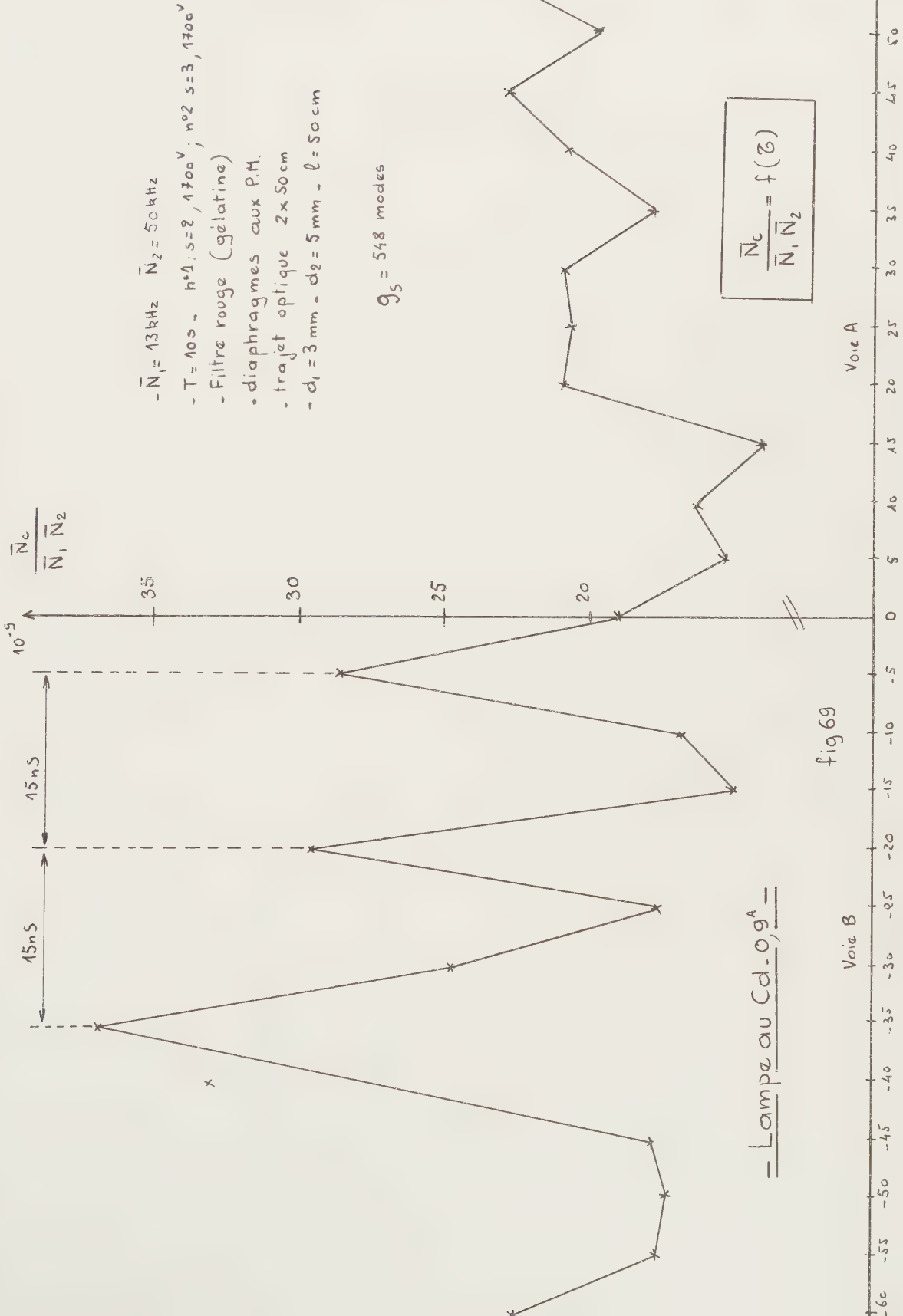
$\tau = -5\text{ns}$, $\tau = -20 \text{ ns}$ et $\tau = -35 \text{ ns}$. Ils sont encore espacés entre eux d'un intervalle de temps égal à 15 ns.

La composante de bruit est sensiblement la même et égale 22 ns.

Pour ce relevé, nous avons placé un écran entre les miroirs

M et M_1 (M' réfléchissant le faisceau lumineux directement sur M_1 sans le renvoyer sur M, voir *figure 57*) pour éviter tout couplage optique entre les deux photocathodes à travers la séparatrice.

Nous avons vérifié que ces trois maximas n'étaient pas dûs à des réflexions optiques sur les photocathodes et les miroirs.



c) $d_1 = 1\text{mm} \quad ; \quad d_2 = 2\text{mm}$

calcul de g_s

$g_s = 25 \text{ modes}$

Le relevé de la courbe $\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$ est donné par la *figure 70*

Avec des diaphragmes aussi faibles, nous n'avons presque plus de flux lumineux mesurables sur les photomultiplicateurs; et on peut considérer que nous sommes à la limite de sensibilité pour notre montage.

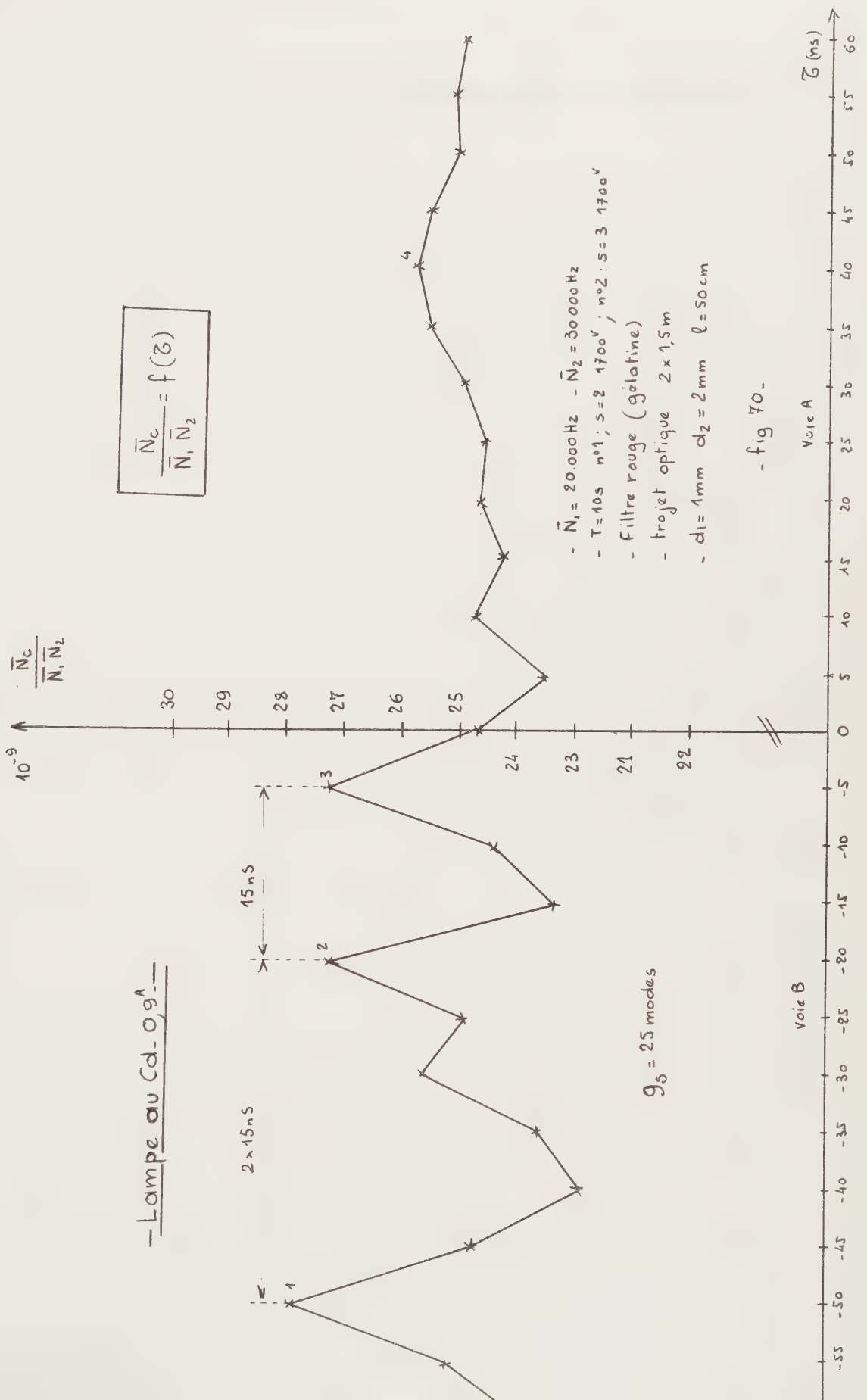
Nous obtenons encore plusieurs maximas situés à :

$$\tau_1 = -5 \text{ ns} \quad ; \quad \tau_2 = -20 \text{ ns} \quad \text{et} \quad \tau_3 = -50 \text{ ns}$$

La composante continue, due au bruit, se situe autour de 23 ns. On peut donc supposer que ce bruit qui, théoriquement, devrait être égal à 2θ , soit 10 ns, comprend une composante due à des effets parasites (résiduelle 50 Hz dans l'alimentation de la source, modulation mécanique de la lumière au niveau des diaphragmes par vibrations provenant du sol.

Ces vibrations peuvent être dues au moteur de la pompe primaire.

- Lampe au Cd-0.9A -



- $\bar{N}_1 = 20.000 \text{ Hz}$ - $\bar{N}_2 = 30.000 \text{ Hz}$
- $T = 10 \text{ s}$ $n^{\circ} 1: S = 2 \text{ 1700 V}$; $n^{\circ} 2: S = 3 \text{ 1700 V}$
- Filtre rouge (gélatine)
- projet optique $2 \times 1,5 \text{ m}$
- $d_1 = 1 \text{ mm}$ $d_2 = 2 \text{ mm}$ $\ell = 50 \text{ cm}$

- fig 70 -

$g_s = 25 \text{ modes}$

V.3.4. Interprétations physiques des figures 68. 69. 70

Nous devons faire, d'après les résultats trouvés, deux mesures permettant :

- 1) - de vérifier que ces trois maxima ne sont pas dûs à des réflexions électroniques (mauvaise adaptation d'impédance pour la ligne à retard) ou à des réflexions optiques (sur les photocathodes)

Cette vérification se fera à l'aide d'un Laser He-Ne. On sait que, pour un laser, la longueur d'un train d'onde est de l'ordre de 100 m (longueur de cohérence), les photons se répartissant au hasard dans ce train d'onde. Avec le temps de résolution obtenu, dans notre montage, et les retards possibles, nous nous trouverons toujours dans le maxima central de coïncidence.

Durée de cohérence : 3.10^{-7} s - temps de résolution 10.10^{-9} s

- 2) - de situer ces trois maxima. Nous permutons les photomultiplicateurs et nous devons constater un déplacement de ces trois maxima. On peut supposer que nous avons une symétrie par rapport au maximum qui se situe pour $\tau_2 = - 20$ ns.

V.3.5. Etude d'un laser He-Ne

Le relevé de la courbe $\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$ est donné *figure 71*

Nous avons utilisé un laser He-Ne (O.I.P.), type 165.

Ce laser étant relativement puissant pour notre expérience (il fournit 2mW) nous avons dû placer un atténuateur circulaire M.T.O.

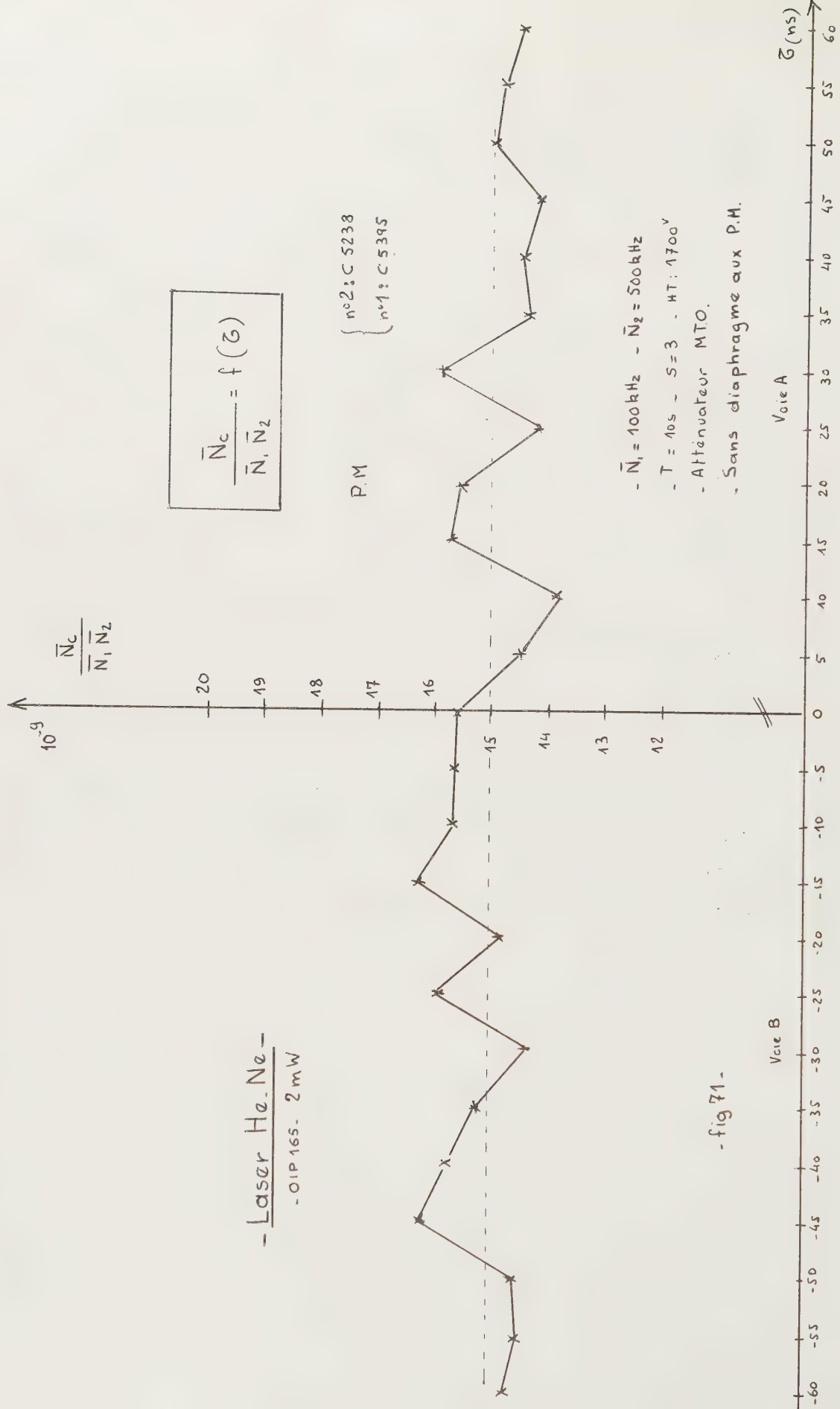
La courbe relevée ne présente aucun maximum appréciable donc les résultats trouvés précédemment sont bien dûs à la source lumineuse. La composante de bruit, qui se situe autour de 15 ns, est beaucoup plus faible et se rapproche de la valeur trouvée dans l'étude de la ligne à retard avec le bruit fourni par les deux P.M.

La fréquence des signaux $\bar{N}_1$ et $\bar{N}_2$ étant beaucoup plus grande que pour les expériences précédentes, on peut se demander si les 3 maximas obtenus précédemment se retrouveraient avec des signaux plus importants pour la lampe au Cadmium. Cette mesure a été faite et elle est donnée par la *figure 72*.

Sur cette figure 72, on retrouve bien le maximum à - 5ns, donc les résultats trouvés avec le laser vérifient bien le bon fonctionnement de notre montage d'une part, et, d'autre part, mettent bien en évidence le phénomène trouvé pour la lampe au Cadmium.

- Laser He-Ne -
- OIP 165 - 2 mW

$$\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\bar{G})$$

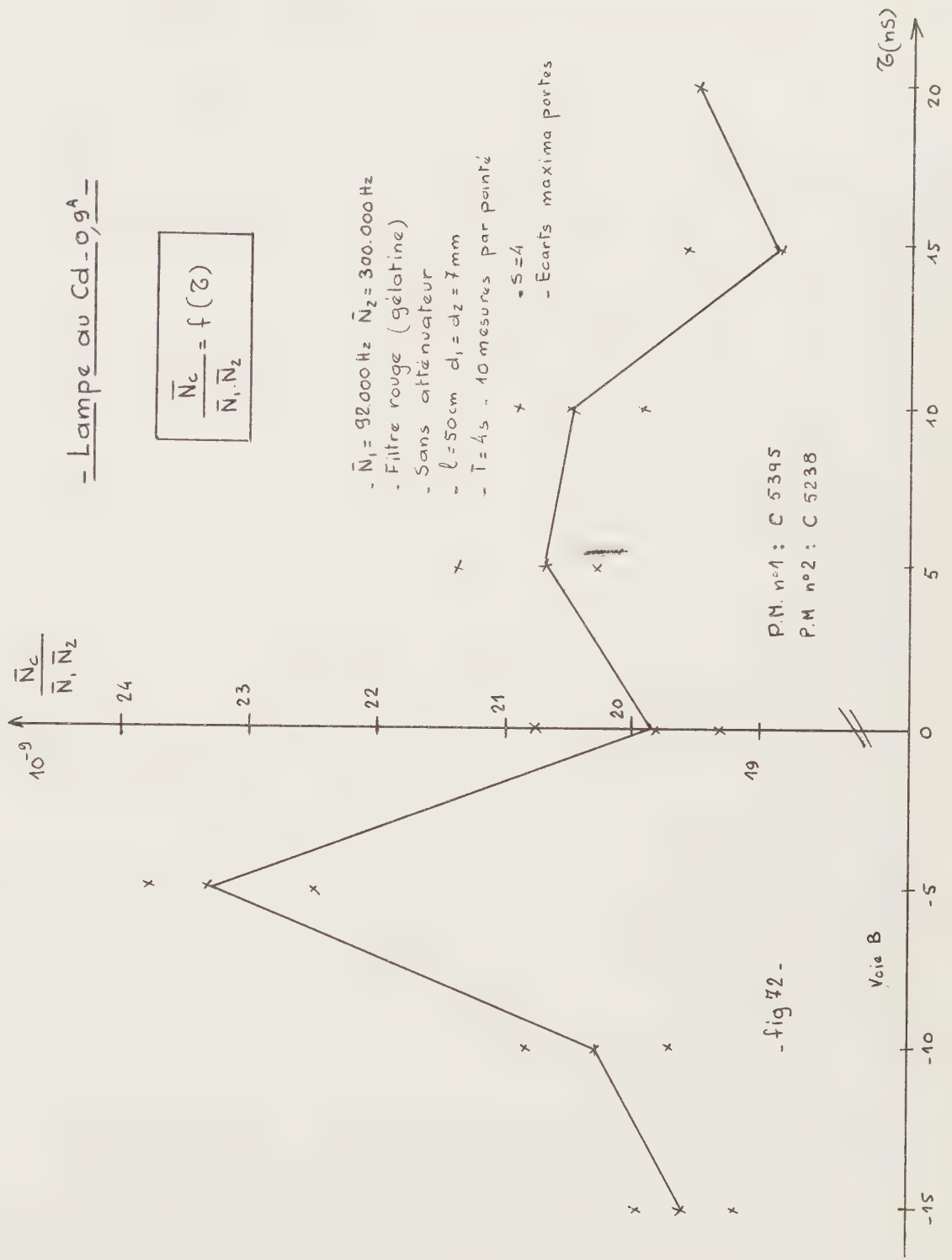


- fig 71 -

- Lampe au Cd-09A -

$$\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$$

- $\bar{N}_1 = 92.000 \text{ Hz}$ $\bar{N}_2 = 300.000 \text{ Hz}$
- Filtre rouge (gélatine)
- Sans atténuateur
- $\ell = 50 \text{ cm}$ $d_1 = d_2 = 7 \text{ mm}$
- $T = 4 \text{ s}$ - 10 mesures par point
- $S = 4$
- Ecart max par point



P.M. n°1 : C 5395
P.M. n°2 : C 5238

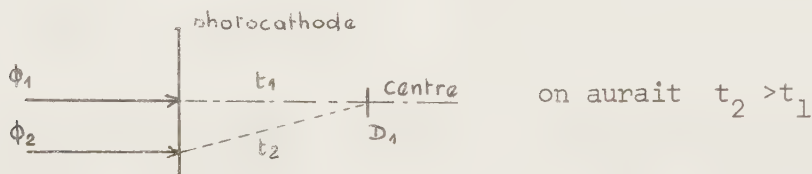
- fig 42 -

V.3.6. Après inversion des P.M., étude de la lampe au Cadmium

Dans cette expérience, nous voulons vérifier que la dissymétrie observée dans les études précédentes, est due aux différences dans les temps de transit des photomultiplicateurs. Le temps de transit pour un photomultiplicateur de type 150 CVP est compris entre 60 ns et 100 ns.

Le relevé est donné *figure 73*.

Nous retrouvons le maximum observé précédemment pour $\tau = -20$ ns, pour une valeur de $\tau = 0$. Il doit se trouver si on considère que le maximum est symétrique pour $\tau = +2$ ns. Ceci nous indiquerait que l'un des faisceaux n'est pas rigoureusement centré sur une photocathode :



Il est à penser également que, pour le P.M.2, on a une perte de collection au niveau de l'optique d'entrée. De plus, on peut avoir des différences dans la longueur des connexions et des câbles entre les photomultiplicateurs et les préamplificateurs.

Dans ce cas ci, la différence dans les retards serait de 2 ns.

Dans le cas précédent, elle serait de 20 ns.

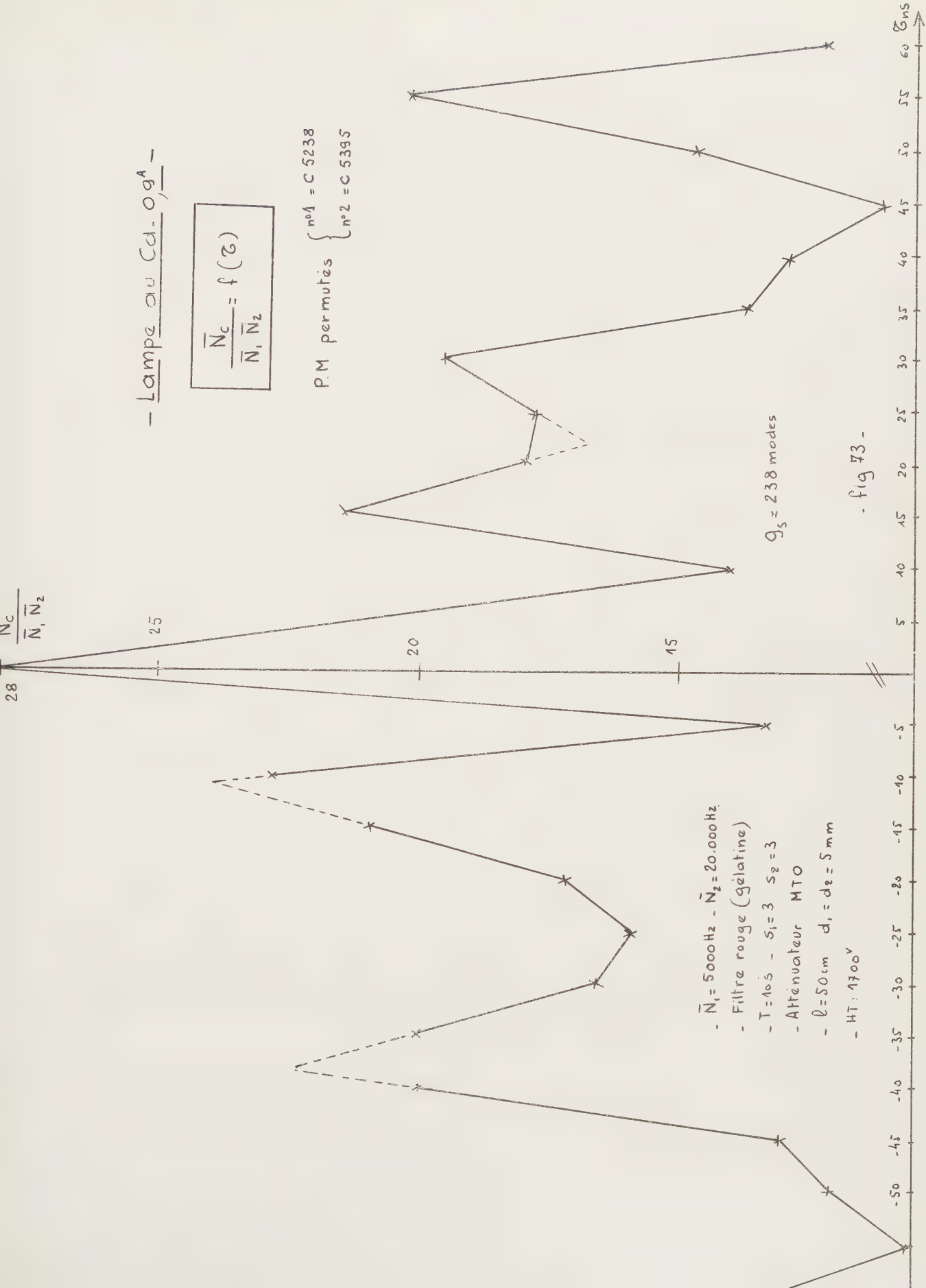
Remarque 1.-

Les flux lumineux ont été choisis très peu intenses ($\bar{N}_1 = 5000$ Hz., $\bar{N}_2 = 20.000$ Hz). Les erreurs de relevé sur le nombre de coïncidences sont grandes malgré un temps de comptage $T = 10$ s. Il faudrait pouvoir porter T à 10 minutes et plus.

- Lampe au Cd. $0.9A$ -

$$\frac{\bar{N}_c}{\bar{N}_1 \bar{N}_2} = f(\tau)$$

P.M. permutes $\begin{cases} n^{\circ}1 = C 5238 \\ n^{\circ}2 = C 5395 \end{cases}$



- fig 73 -

- $\bar{N}_1 = 5000 \text{ Hz}$ - $\bar{N}_2 = 20.000 \text{ Hz}$
- Filtre rouge (gelatine)
- $T = 10^{-5}$ - $S_1 = 3$ - $S_2 = 3$
- Atténuateur MTO
- $l = 50 \text{ cm}$ - $d_1 = d_2 = 5 \text{ mm}$
- HT : 1700 V

Nous sommes à la limite de sensibilité pour notre montage.

Remarque 2 - Nous avons donné tous nos relevés sans en faire une valeur moyenne, comme l'indique la *figure 74*, ceci afin de permettre l'étude de tous les phénomènes qui apparaissent.

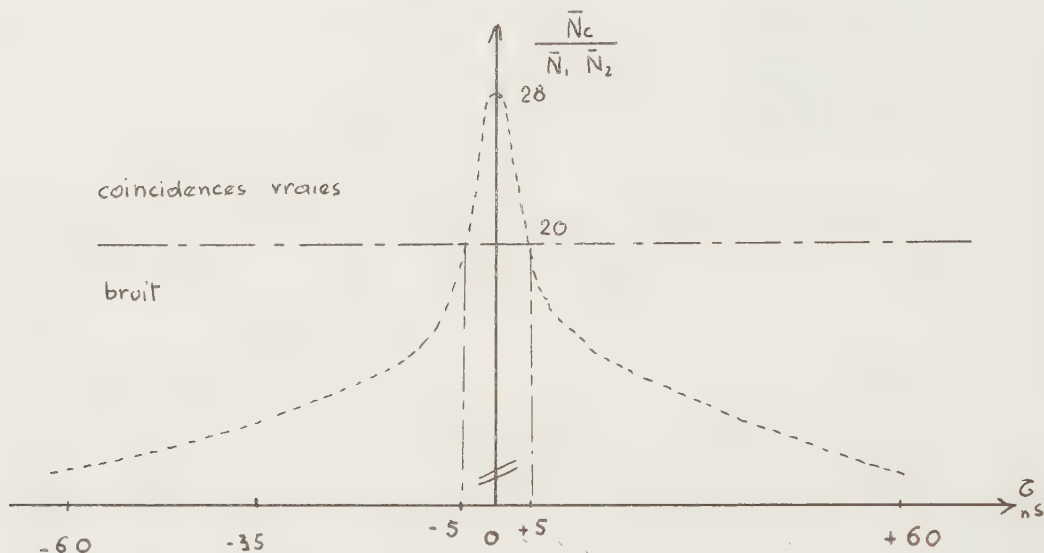


figure 74

Remarque 3 - Nous pensons qu'en raison du pouvoir de résolution de notre montage qui est beaucoup plus faible (≈ 10 ns) que ceux des montages précédents (de l'ordre de la μ s) nous avons pu atteindre une structure fine du maximum central de coïncidences.

V.3.7. Calcul de q d'après la courbe donnée figure 73

Pour $\tau = 0$, nous avons un maximum, et pour $\tau = -5$ ns et $\tau = +10$ ns nous avons des minimas.

Remarque - Expérimentalement, nous ne pouvons faire varier τ que de 5 ns en 5 ns. Ce maximum doit certainement se situer entre 0 et 5 ns. La même remarque est valable pour les deux minimas.

Appliquons les relations introduites au Chapitre I, p

Hypothèses physiques (fig. 73)

$$\tau = 0$$

On peut poser $k' \ll k$ avec $k' \ll 1$ et $\neq 0$
 k' étant le nombre de photons de bruit provenant de la source et
 k le nombre de photons corrélés (pour les sites N_T)

On a également $q > 1$

On peut poser $V_1 \neq N_1$ $V_2 \neq N_2$

La relation (4) page 11 donne :

$$N = \frac{2\theta}{T} N_1 N_2 + (q-1) \frac{2\theta}{T} V_1 V_2$$

avec $2\theta = 10 \cdot 10^{-9}$ s

$$T = 1 \text{ s}$$

$$N = \frac{2\theta}{T} N_1 N_2 q$$

Nous avons défini :

$$\frac{T}{2\theta} = N_O \quad N_O \text{ étant le nombre de mesures}$$

$$N_O = \frac{1}{10^{-8}} = 10^8$$

Nous pouvons d'après la courbe 73 connaître :

$$\frac{N_1 \cdot N_2}{N} = \frac{N_1 \cdot N_2}{N_c} = \frac{10^9}{28}$$

d'où $q = N_0 \frac{N_c}{N_1 N_2} = 10^8 \times 28 \times 10^{-9}$

$$q = 2,8$$

on pouvait donc poser $q > 1$

$$\tau = -5 \text{ ns} \quad \text{et} \quad \tau = +10 \text{ ns}$$

Nous n'avons que du bruit par hypothèse donc :

$$k' \gg k \quad \text{avec } k \neq 0$$

$$\text{et } q = 1$$

La relation (1) page 11 nous donne N_B

$$N_B = \frac{N_1 N_2}{N_0}$$

Nous connaissons N_0 , qui est égal à 10^8

Comparons le N_B trouvé expérimentalement avec le N_B théorique

- Calcul de N_B

$$N_1 = 5 \cdot 10^3 \quad N_2 = 2 \cdot 10^4 \quad N_1 N_2 = 10^8$$

$$N_B = \frac{10^8}{10^8} = 1 \quad \text{d'où} \quad N_{B \text{ th}} = 1$$

- Relevé de N_B - figure 73 -

$$\text{On relève sur la courbe} \quad \frac{N_B}{N_1 N_2} = 1,4 \cdot 10^8$$

$$\text{d'où } N_B = \frac{1,4 \cdot 10^8}{10^8} = 1,4$$

$$N_{B \text{ exp}} = 1,4$$

Nous avons donc certainement les minima qui se situent pour :

$$-10 \text{ ns} < \tau_1 < 0 \quad \text{et} \quad +5 \text{ ns} < \tau_2 < +15 \text{ ns}$$

Les relations (1) et (4) définies page 11 sont bien vérifiées expérimentalement

V.3.8. Calcul du nombre de modes temporels pendant le temps de résolution du montage

Prenons le cas de la *figure 73*.

Calcul du nombre de modes spatiaux

$$g_s = \frac{\pi^2}{16} \frac{d_1^2 d_2^2}{\lambda^2}$$

avec $d_1 = d_2 = 5 \text{ mm}$

$$g_s = 238 \text{ modes spatiaux}$$

Calculons la durée de cohérence δ de la lampe au Cadmium

La longueur de cohérence se situe autour de 15cm pour la lampe au Cadmium d'où :

$$\delta = \frac{15}{3} 10^{-10} = 0,5 \text{ ns}$$

Pendant le temps de résolution, le nombre de modes temporels sera de :

$$2 \theta = 10^{-8} \text{ s} \quad \delta = 0,5 10^{-9} \text{ s}$$

$$\text{d'où } g_t = \frac{2 \theta}{\delta} = 20$$

$$g_t = 20 \text{ modes temporels}$$

On peut, en connaissant $\bar{N}_1$ et $\bar{N}_2$, calculer le nombre de photons émis par la source pendant 1 s.

La relation définie au Chapitre I donne : (page 16)

$$\bar{N}_1 = \sigma k_1$$

$$\bar{N}_2 = \sigma k_2 \quad \text{avec } k = k_1 + k_2$$

Le relevé de la *figure 73* donne pour :

$$\bar{N}_1 = 5 \cdot 10^3 \text{ Hz} \quad \bar{N}_2 = 2 \cdot 10^4 \text{ Hz}$$

et $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-3}$ pour le P.M. 150 CP

$$\text{d'où } k_1 = \frac{\bar{N}_1}{\sigma} = \frac{5}{3} 10^3 \cdot 10^3 = 1,66 \cdot 10^6$$

$$k_2 = \frac{\bar{N}_2}{\sigma} = \frac{20}{3} 10^6 = 6,66 \cdot 10^6$$

$$k = k_1 + k_2 = 8,3 \cdot 10^6 \text{ photons/seconde}$$

Calcul du nombre de modes par seconde

La durée de cohérence δ étant de $0,5 \cdot 10^{-9}$ s, le faisceau contient 238 modes spatiaux et transporte par seconde et par mode spatial $2 \cdot 10^9$ modes temporels d'où au total pour une seconde :

$$238 \times 2 \cdot 10^9 = 4,76 \cdot 10^{11}$$

Etant donné que par seconde nous avons : $8,3 \cdot 10^6$ photons/seconde le rapport entre le nombre total de modes et le nombre de modes occupés est au minimum (1 photon par mode occupé)

$$\frac{4,76 \cdot 10^{11}}{8,3 \cdot 10^6} \# 6 \cdot 10^4$$

Pendant la durée de notre mesure nous pouvons voir au total au maximum :

$$20 \times 238 = 4760 \text{ modes pendant } 10 \text{ ns}$$

En tenant compte du rapport d'occupation précédent, nous aurons :

$$\frac{47,60 \cdot 10^2}{6 \cdot 10^4} = 0,07 \text{ modes occupés}$$

donc statistiquement, nous aurons 0 ou 1 mode occupé, la présence simultanée de 2 modes occupés étant peu probable.

Donc nous fonctionnons toujours en monomode pour ce temps de résolution de notre montage.

Remarque - L'intérêt principal de diminuer le temps de résolution de notre montage ne réside pas dans la diminution du nombre de modes temporels, mais dans l'amélioration du rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ et l'exploration de la courbe de la réponse spectrale de la source.

VI. AMELIORATIONS ENVISAGEES POUR DIMINUER LE TEMPS DE RESOLUTION

En utilisant le principe du circuit de coïncidences, nous sommes limités, pour le temps de résolution, à 2θ . La largeur des impulsions θ étant de l'ordre de 5 ns, le temps de résolution du circuit de coïncidences est donc de 10 ns.

La technique électronique actuelle ne permet pas de descendre au-dessous de 10 ns pour le montage à coïncidences classiques. Cependant, par l'emploi d'un convertisseur temps-amplitude, qui peut-être associé à un analyseur multicanal, on atteint des temps de résolution de l'ordre de 200 ps. Ceci n'est intéressant que si les détecteurs sont suffisamment rapides.

Il existe des photomultiplicateurs dont le temps de montée est de 0,5 ns lorsqu'ils sont soumis à une impulsion lumineuse éclairant toute sa photocathode. On peut espérer, lorsque la section du faisceau sur la photocathode est ponctuelle, diminuer ce temps de montée puisque les différences entre temps de transit pour tous les photoélectrons émis sont supprimés.

VI.1. CHOIX DU PHOTOMULTIPLICATEUR

Si on fait abstraction du prix d'achat de tels photomultiplicateurs, on peut espérer avoir des rendements quantiques voisins de $5 \cdot 10^{-1}$ avec des photocathodes du type S20.

Ces photomultiplicateurs ont aussi des gains importants de l'ordre de 10^8 .

Ces photocathodes du type S20 sont moins bruyants que les photocathodes de type S₁ utilisés dans notre montage.

De plus, si on diminue la durée de l'impulsion de courant recueillie sur l'anode, on augmente le courant de crête et ce dernier pourra atteindre 10^{-2} A pour un photoélectron.

Si la résistance de charge est de 50Ω , la tension de crête de l'impulsion sera de $0,5^V$ et on peut alors supprimer le préamplificateur qui limite le taux de comptage.

Avec un transistor à effet d'avalanche, on peut faire des mises en forme dont la durée est de 1 ns. Ceci nous permettra de mettre en évidence des coïncidences entre photons appartenant au même train de photons ($l = 30$ cm).

VI.2. AVEC L'EMPLOI D'UN CONVERTISSEUR ANALOGIQUE TEMPS-AMPLITUDE

Il existe deux type d'analyseurs de temps :

- les dispositifs de conversion analogique temps-amplitude
- les analyseurs de temps digitaux.

VI.2.1. Analyseurs de temps digitaux (ou numériques)

Leur principe en est très simple, mais leur réalisation nécessite de nombreux circuits suffisamment complexes, associés, en général, à un ordinateur.

Principe

La première impulsion (déclenchement ou start) venant d'un des 2 détecteurs met en fonctionnement un oscillateur dont le signal de sortie est transmis par une porte contrôlée par la deuxième impulsion (arrêt ou stop).

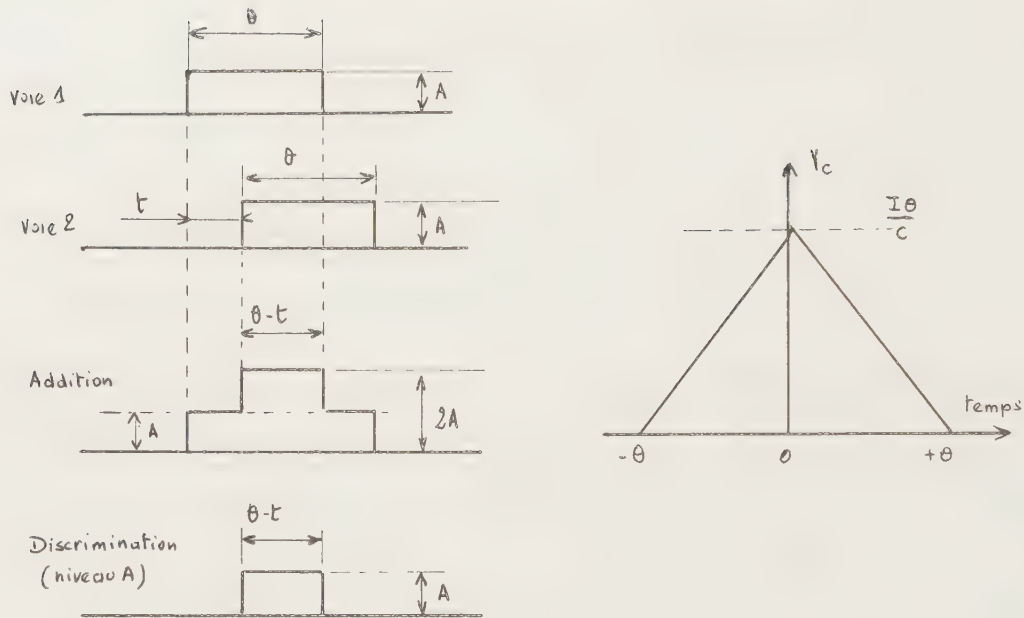
Le comptage du nombre de périodes contenues dans le train est une mesure digitale du temps. La largeur du canal d'un tel appareil est égale à une période de l'oscillateur. Le temps le plus court mesurable est donc fixé par la rapidité de l'échelle de comptage (ou d'adresse). La limite actuelle est de 500 M Hz, donc de quelques ns pour la largeur du canal.

Certains auteurs ont amélioré le système en effectuant un échantillonnage sur la mesure de la fréquence de l'oscillateur (qui oscille librement dans ce cas) ou en remplaçant celui-ci par un vernier chronotron.

VI.2.2. Convertisseur analogique temps-amplitude

Le principe de ce convertisseur repose sur la charge à courant constant d'une capacité lorsque l'on a recouvrement des impulsions en coïncidences (ou technique Overlap)

Cette technique suppose que les signaux définissant l'intervalle de temps à mesurer, sont standardisés en amplitude et en largeur.



Après addition et discrimination (pour un certain niveau), on obtient une impulsion qui a pour largeur le temps de recouvrement des deux premières impulsions. Un courant constant I charge un condensateur C pendant la période de recouvrement. L'amplitude de la tension disponible aux bornes de C est donc proportionnelle à $\theta - t$ et décroît de la valeur $\frac{I \theta}{C}$ pour un temps t nul, à 0 pour un temps $t = \theta$

Un tel dispositif ne distingue pas l'ordre d'arrivée des impulsions 1 et 2. Il ignore donc le signe algébrique de l'intervalle de temps mesuré et la courbe d'étalonnage est symétrique par rapport à l'axe des amplitudes.

Les appareils, basés sur ce principe, présentent un bruit de fond, c'est-à-dire, un nombre de fortuites deux fois plus élevé qu'un appareil n'acceptant que les couples d'événements conduisant à un intervalle de temps positif. Par contre, le principe de recouvrement permet l'élimination immédiate des impulsions uniques puisque ces impulsions ne donnent pas lieu à recouvrement

Les caractéristiques électriques de ce type de convertisseur, conçu, en général, à partir de transistors à effet d'avalanche, sont :

- . gamme : 20 ns environ
- . résolution électronique : 20 ps = 2θ
- . linéarité différentielle : 1%

VII. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons voulu surtout vérifier que dix ans après les premières expériences de Brannen et Fergusson, on pouvait, grâce à l'évolution dans les dispositifs électroniques, mettre en évidence certains phénomènes optiques des sources lumineuses à l'aide de corrélateurs numériques.

Ce dispositif n'utilise pas de détecteurs très rapides ni des circuits électroniques très rapides. Il n'est qu'un montage prototype, et nous comptons maintenant diminuer le temps de résolution du corrélateur, en supprimant, par exemple, les préamplificateurs avec l'utilisation de photomultiplicateurs très rapides et de grand gain (56 TVP Radiotechnique - $G \approx 10^8$; $t_m < 2$ ns)

En utilisant un convertisseur analogique temps-amplitude, on peut espérer avoir des temps de résolution voisinant $2 \cdot 10^{-10}$ s (20 0 p S)

Nous pensons d'autre part que ce travail a mis en évidence toutes les possibilités offertes par l'électronique dans la recherche en optique.

Certaines modifications technologiques sont à apporter telles que la réalisation des réfrigérateurs, ceux-ci ne permettant pas des réglages optiques très précis. Un réfrigérateur unique, sous forme de cloche à vide, nous permettrait de faire varier la différence de marche optique, donc d'avoir en plus, un retard fixe (ligne à retard) un retard optique de quelques ns.

Cependant, nous pensons que ce premier travail, qui n'avait d'autres buts que de mettre en évidence un phénomène optique, nous a permis de faire une mise au point sur nos connaissances des circuits impulsionnels et des détecteurs photoélectriques.

Nous avons établi le comportement très différent d'une source naturelle classique et d'une source laser.

Dans le premier cas, on observe des coïncidences entre photons nettement supérieures en nombre aux coïncidences fortuites; l'existence de plusieurs maxima séparés dans le temps par des écarts d'une quinzaine de nanosecondes, paraît indiquer l'existence d'un phénomène de relaxation dans l'émission de la source; d'autre part, l'existence de coïncidences vraies est en accord avec l'hypothèse d'émission de photons par groupes simultanés et cohérents; la confirmation de cette hypothèse permettant de rendre compte très facilement, en théorie corpusculaire, du phénomène fondamental des interférences.

Monsieur DINGUIRARD développe la partie théorique à partir de ces premiers résultats expérimentaux et nous espérons étudier et réaliser, par la suite, un montage à réponse beaucoup plus rapide, il y aura lieu également de prendre en abscisses des intervalles τ plus serrés pour la ligne à retard, ou de réaliser ces intervalles en réglant la longueur des trajets optiques.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) - Hanbury Brow et Twiss
"The question of correlation between photons in coherent light rays".
Nature 1447 - Déc.29-1956
Nature 177 - 27-1956
Proc.Roy.Soc. (London) A,243-291-1957
- (2) - Twiss et Little
Australian J.Phys. 12,77-1959
- (3) - Rebka et Pound
Nature 180-1035-1957
- (4) - Brannen et Fergusson
H.I.S. Nature 178-481-1956
- (5) - Philips Kleiman - Davis
"Intensity correlation line with measurement"
Physical Review - Vol.153, n°1 - 5 Janvier 1967
- (6) - Ferrand - Mémoire CNAM 1965
"Etude et réalisation d'un multiplicateur linéaire de fonctions"
- (7) - P.A.R. Electronics 1968
- (8) - Samuelli - Sarazin - Pigneret
"Instrumentation électronique en Physique Nucléaire"
Masson p.175
- (9) - Borel - Deltheil - Huron - C.A.C.
Probabilités - Erreurs

- (10) - Freycenon
"Corrélation entre comptages successifs"
Onde Electrique -1231, Nov.1966
- (11) - Belze - Thèse de spécialité -Montpellier 1967
"Etude théorique et pratique d'un diffractomètre
à rayons X pour monocristaux"
- (12) - Sarrazin - Espi
Onde Electrique n°441 - 1963
- (13) - John M.Caroll
"Tunnel-diode and semi-conductor circuits"
Mc Graw-Hill. Inc. N.Y.-1963
- (14) - Balland - Goyot - Pigneret - Samuelli
"Résolution en temps des détecteurs à semi-conducteur"
Onde Electrique - Juillet-Aout 1966, p.844
- (15) - Lacroix - Pouzet - Valentin
"Registre rapide comptant et décomptant"
Onde Electrique, Juillet-Août 1966, p.882
- (16) - Alon - Rausch
"Circuits de coïncidences rapides à diode tunnel"
Onde Electrique Mai 1964, p.500
- (17) - Leclerc
"Principe,technologie et applications des diodes tunnel"
Onde Electrique, Avril 1961, p.323
- (18) - Herzog
"Utilisation de la diode tunnel comme élément de calcul
à vitesse extrêmement élevée"
Onde Electrique, Avril 1969, p.370
- (19) - Revuz
"Régimes non linéaires dans les diodes tunnel"
Onde Electrique, Janvier 1963, p.47

- (20) - Nucléar Instruments and Methods V.14- Déc.1961, p.205
- (21) - Notices techniques S.A.I.P.
- (22) - Brunet - Jehano - Julliot - Tarius
"Photomultiplicateurs sans fenêtre"
Onde Electrique, Sept.1962, p.746
- (23) - La Radiotechnique : "Les tubes photomultiplicateurs"
- (24) - E.M.I. "Photomultipliers tubes"
- (25) - Moatti
"Linéarité des P.M. Effet des courants de dynodes"
Onde Electrique, Juillet-Août 1963, p.787
- (26) - Pfeffer - Jeanselme - Lami - Coche
"Etude des fluctuations dans un P.M. 56 AVP"
Onde Electrique, Mai 1964, p.445
- (27) - R.C.A. "Lasecon"
Onde Electrique, Avril 1965, p.483
- (28) - Kléber Haye - Thèse de spécialité - Bordeaux 1964
"Etude d'un P.M. en vue de la mesure des faibles flux
lumineux par comptage de photons".
- (29) - Acta Electronica, Vol.5, Janvier 1961, n°1
- (30) - Acta Electronica, Vol.1, Juillet 1956, n°3
- (31) - Technique de l'Ingénieur - Tableaux numériques
- (32) - Samuelli, Sarazin, Pigneret : p.23
- (33) - Morilleau - Petit
"Photomultiplicateur rapide à faible bruit de fond"
Onde Electrique, Janvier 1966, p.11

- (34) - Samuelli - Sarazin - Pignernet : p.100
- (35) - Fagot "Emploi des tubes et des transistors"
- (36) - G.A. Morton
"Photon counting"
Applied optics 3 - Janvier 1968, Vol.7, n°1
- (37) - E.H. Eberhart
"Photomultiplicateurs pour le comptage d'électrons isolés"
Revue des Télécommunications Vol.40,n°1- 1965
- (38) - J. Le Mézec
"Le bruit dans les récepteurs pour les gammes hyperfréquences
infrarouge et visible"
Onde Electrique, Janvier 1965, p.9
- (39) - Marcy - Marguin
"Statistique des photoélectrons d'un P.M. éclairé en
lumière cohérente et incohérente"
Onde Electrique, Sept.1965, p.1101
- (40) - Nakamura et Schwartz
"Synchronons detection pulse counting for sensitive
photomultiplier detection systems"
Applied Optics, Juin 1968, Vol.7, n°6, p.1073
- (41) - E.H. Eberhart
"Multiplier phototubes as quantum counters"
Applied Optics, Janvier 1967, Vol.6, n°1
- (42) - Z. Bay et G. Papp
"Détermination de la répartition de la probabilité du
nombre d'électrons secondaires"
Revue des Télécommunications, Vol.40, n°1, 1965
- (43) - J.F. James
"On the use of a photomultiplier as a photon counter"
Mon. Not. R. Astr. Soc. 1907, 137, p.15

- (44) - Broussaud
"Quelques applications des masers optiques à la recherche
et aux techniques de l'espace"
Onde Electrique, Mars 1963, p.335
- (45) - Acta Electronica, Octobre 1961, Vol.5, n°4
- (46) - Acta Electronica, Juillet 1956, Vol.1, n°3
- (47) - Acta Electronica, Janvier 1961, vol.5, n°1
- (49) - Pardies - Doctorat es Sciences Physiques-Bordeaux 1967
"Contribution à l'utilisation en optique des techniques
de coïncidences entre deux transitions : réalisation
d'un circuit de coïncidence rapide et très sensible.
Mesure de la durée de vie du niveau 7^3S_1 du Mercure".
- (50) - Tables numériques universelles - Boll.
- (51) - L.K. Anderson et Mc. Murtry
"High Speed Photodetectors"
Proceedings of the I.E.E.E. Vol.54, n°10, Oct.1966
- (52) - R.T.C. La Radiotechnique - Compelec
"La diode tunnel - Principes - Applications"
- (54) - Ortel
"The monostable tunnel diode trigger circuit"
Proceedings of the I.E.E.E. Juillet 1966, vol.54 n°7, p.938
- (57) - Kindlmann
"Tunnel diode pulser measures cable delay"
Electronics, Février 1966-21- Vol.39, n°4, p.87

Vu et permis d'imprimer
Montpellier, le
Le Doyen de la Faculté
des Sciences

